

THÈSE

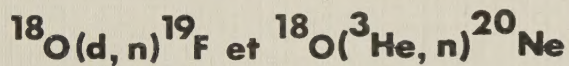
présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de Nantes

par

Roland TAMISIER

en vue de l'obtention du grade de
DOCTEUR ès-Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES NIVEAUX NUCLEAIRES DU FLUOR 19 ET DU NEON 20 PAR L'INTERMEDIAIRE DES REACTIONS



Soutenue le 4 Juin 1971 devant la Commission d'Examen :

M. P. AVIGNON, *Président*

Mme N. MARTY
M. M. LANGEVIN
M. L.H. ROSIER

} Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555419_0030

THÈSE

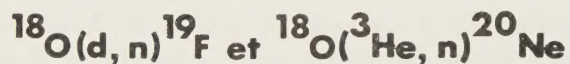
présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de Nantes

par

Roland TAMISIER

en vue de l'obtention du grade de
DOCTEUR ès-Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES NIVEAUX NUCLEAIRES DU FLUOR 19 ET DU NEON 20 PAR L'INTERMEDIAIRE DES REACTIONS



Soutenue le 4 Juin 1971 devant la Commission d'Examen :

M. P. AVIGNON, *Président*

Mme N. MARTY
M. M. LANGEVIN
M. L.H. ROSIER

} Examineurs

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur AVIGNON qui m'a proposé ce travail et Monsieur le Professeur L.H. ROSIER pour l'aide éclairée qu'ils m'ont apportée tout au long de ce travail, et le dynamisme avec lequel ils ont animé notre équipe.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Y. DESCHAMPS qui m'a fait bénéficier de son expérience et de son efficacité.

Je remercie Monsieur le Professeur J. TEILLAC qui nous a permis d'utiliser les installations d'Orsay, Monsieur M. LANGEVIN, directeur de recherches au CNRS et Monsieur J.P. SCHAPIRA, maître de recherches au CNRS, coordonnateurs de l'accélérateur HVEC, à la compréhension desquels nous devons d'avoir pu disposer des facilités techniques de l'I.P.N.

Ce travail a été effectué au sein d'une équipe sympathique. Que tous mes amis du Laboratoire de Spectroscopie Nucléaire de Nantes soient assurés de ma reconnaissance et particulièrement Monsieur D. ARDOUIN.

Je remercie Monsieur B. ROSENBAUM, Monsieur A. RICHARD, Monsieur B. MONT-SANGLANT et Monsieur G. GOBY qui ont fait preuve de grandes compétences dans la réalisation du montage électronique.

Je remercie également Monsieur A. MARCHAL et Monsieur D. SZNAJDERMAN pour leur contribution à la réalisation des cibles.

Je tiens à remercier Monsieur M. RIO et Monsieur P. GANACHAUD de l'atelier du Laboratoire de Spectroscopie Nucléaire de Nantes pour leur enthousiaste collaboration.

L'équipe technique de l'accélérateur Van de Graaf de 4 MV a toujours montré une grande disponibilité au cours des expériences. Je l'en remercie vivement.

Mes remerciements s'adressent également à Madame ROCHER et au personnel de l'imprimerie de la Faculté des Sciences de Nantes pour le soin apporté à la présentation de ce travail.

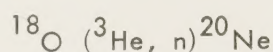
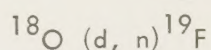
INTRODUCTION

La plupart des niveaux d'excitation des noyaux déformés de la couche (2s, 1d) présentent des propriétés rotationnelles. L'hamiltonien nucléaire véritable est complexe et mal connu. Face à cette difficulté, on a construit des modèles qui, sans rendre compte de toutes les propriétés intimes du noyau, permettent de mettre en évidence les caractéristiques principales de celui-ci.

Un grand effort expérimental est nécessaire afin d'améliorer la précision de ces méthodes d'approche théorique. En particulier, la détermination du spin et de la parité de certains niveaux d'excitation de noyaux de la couche (2s, 1d) est très importante.

A cet égard, la spectrométrie des neutrons produits respectivement par les réactions (d, n) et $(^3\text{He}, n)$ présente un très grand intérêt, car celles-ci sont très sélectives. Elles permettent de peupler et d'observer des niveaux correspondant à un moment orbital de transfert L petit (0, 1 ou 2). De plus, si le noyau cible est pair-pair comme l'oxygène 18, la détermination du moment de capture L du proton ou de la paire de protons respectivement transférés au cours des réactions (d, n) ou $(^3\text{He}, n)$ permet de déduire sans ambiguïté la parité $(-1)^L$ du niveau d'excitation du noyau résiduel obtenu. D'autre part, le moment angulaire total de celui-ci a la valeur bien précise L dans le cas de la réaction $(^3\text{He}, n)$ et deux valeurs possibles $L \pm \frac{1}{2}$ lors de la réaction (d, n) .

Nous nous sommes attachés à la détermination des caractéristiques spectroscopiques de certains niveaux du Fluor 19 et du Néon 20 par l'intermédiaire de l'étude du spectre de temps de vol et de la forme des distributions angulaires des neutrons produits au cours des réactions :



Ces réactions présentent un bilan énergétique très favorable et permettent de peupler des niveaux d'excitation élevée peu connus même en utilisant une énergie incidente relativement faible.

Afin de préciser certaines caractéristiques de niveaux du Fluor 19, nous avons complété cette analyse par l'étude du spectre gamma associé à la réaction $^{18}\text{O} (d, n)^{19}\text{F}$ et l'extraction de facteurs spectroscopiques.

Ces réactions sont produites à l'aide du faisceau pulsé de particules de l'accélérateur Van de Graaf de 4 MV (HVEC) de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Le dispositif expérimental permet d'effectuer la spectrométrie des neutrons par temps de vol avec discrimination au niveau de la détection, des événements neutron et des événements gamma.

Notre étude se présente sous deux aspects :

(i) Le mécanisme de la réaction est interprété comme celui du transfert de un ou deux protons dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues (D.W.B.A.).

(ii) Si la détermination de L est possible sans ambiguïté, les résultats spectroscopiques obtenus sont discutés à l'aide de différents modèles.

Dans une première partie, nous décrivons brièvement les éléments théoriques nécessaires à cette étude.

La description du montage expérimental fera l'objet du deuxième chapitre.

La troisième partie de ce travail sera consacrée à l'exposé des résultats expérimentaux et à leur interprétation.



CHAPITRE I

CADRE THEORIQUE

I - MECANISME DE LA REACTION -

L'étude du transfert de un ou deux protons dans l'approximation de Born en ondes distordues (D.W.B.A.) (1-6) a servi de cadre à l'interprétation théorique de nos résultats. Nous en rappelons les résultats essentiels.

1 - Réactions de transfert d'un proton : $A(d, n)B$ -

A) Forme générale de la section efficace différentielle ⁽⁵⁾ -

Dans le cadre de l'approximation de Born, l'amplitude de transition a pour expression (en nous limitant au cas d'une réaction (d, n)):

$$T_{(d, n)} \simeq \langle \chi_n^{(-)} | V_{np} + (1 - P) V_{nA} P | \chi_d^{(+)} \rangle \quad (1)$$

où P est un opérateur de projection sur l'état fondamental du noyau cible

V_{np} est l'interaction neutron-proton

V_{nA} est l'interaction neutron-noyau cible

Les fonctions d'ondes $\chi_d^{(+)}$ et $\chi_n^{(-)}$ ont pour expression :

$$\begin{aligned} \chi_d^{(+)} &= \psi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{R}) \phi_d(\vec{r}) \chi_1^{M_d}(\vec{s}_n, \vec{s}_p) \psi_{J_i}^{M_i}(A) \\ \chi_n^{(-)} &= \psi_n^{(-)}(\vec{k}_n, \vec{r}_n') \chi_{1/2}^{M_n}(\vec{s}_n) \psi_{J_f}^{M_f}(A, \vec{r}_p, \vec{s}_p) \end{aligned} \quad (2)$$

$\vec{k}_d$ et $\vec{k}_n$ sont les vecteurs d'onde du deuton d et du neutron n dans les paires (d, A) et (B, n)

$$\begin{aligned}\vec{r} &= \vec{r}_n - \vec{r}_p \\ \vec{R} &= \frac{\vec{r}_n + \vec{r}_p}{2}\end{aligned}$$

$\vec{r}_n$ et $\vec{r}_p$ sont les coordonnées respectives du neutron et du proton lorsque l'origine est prise au centre de masse du noyau cible A.

$\vec{r}_n' = \vec{r}_n - \left(\frac{M_p}{M_B}\right) \vec{r}_p$ représente les coordonnées du neutron lorsque l'origine est prise au centre de masse du noyau résiduel B.

M_i est la masse du noyau i

ϕ_d est la fonction d'onde interne du deuton

$\chi_{1/2}^{\mu d}(\vec{\delta}_n, \vec{\delta}_p)$ est la fonction de spin du deuton (on considérera celui-ci dans un état S).

$\Psi_{Ji}^{Mi}(A)$ est la fonction d'onde du noyau cible

$\chi_{1/2}^{\mu n}(\vec{\delta}_n)$ est la fonction de spin du neutron

$\Psi_{Jf}^{Mf}(A, \vec{r}, \vec{\delta}_p)$ est la fonction d'onde du noyau résiduel

$\psi_d^{(+)}$ et $\psi_n^{(-)}$ sont des fonctions d'onde de collision élastique. Elles seront calculées en utilisant une interaction à un corps respectivement entre le deuton et le noyau cible A (voie d'entrée) et entre le neutron et le noyau résiduel B (voie de sortie). Les signes + et - indiquent leurs comportements asymptotiques respectifs : ondes sphériques émergentes et incidentes.

L'idée physique que nous avons du processus de stripping nous conduit à développer la fonction d'onde de l'état nucléaire final sur une base mettant en évidence le noyau cible A et le nucléon capturé :

$$\bar{\Psi}_{J_f}(A, \vec{r}_p, \vec{\delta}_p) = \sum_{J_i J_c} \beta_{J_i} (J_c J_f) \bar{\Phi}_{(J_c J_i) J_f}^{M_f} \quad (3)$$

$\bar{\Phi}$ représente ici une fonction d'onde construite en couplant vectoriellement le nucléon supplémentaire dans l'état spin-orbite ϕ_{J_i} à la fonction d'onde du cœur dont le moment angulaire est J_c .

$$\bar{\Phi}_{(J_c J_i) J_f}^{M_f} = \sum_{M_c m_i} (J_c M_c, i m_i | J_f M_f) \bar{\Psi}_{J_c}^{M_c}(A) \phi_{J_i}^{m_i}(\vec{r}_p, \vec{\delta}_p) \quad (4)$$

$(J_c M_c, i m_i | J_f M_f)$ est un coefficient de Clebsch-Gordan.

Les coefficients β du développement représentent le degré auquel l'état final possède les configurations données par Φ . Ils sont reliés directement aux largeurs réduites de l'état.

Si nous introduisons les expressions précédentes dans l'équation (1)

(i) Les termes contenant V_{np} ne s'annulent pas dans l'unique cas où certaines composantes de l'état final correspondant à un état du cœur non excité ($J_c = J_i$).

(ii) Au contraire, pour que le terme contenant V_{nA} ne disparaisse pas, il est nécessaire que l'état final comporte des composantes liées aux excitations du cœur.

Le deuxième terme est souvent beaucoup moins important que le premier. Les résultats théoriques comparés à nos données expérimentales correspondent au cas où l'on néglige l'excitation du cœur. Nous ferons cette hypothèse par la suite ($J_c = J_i$). Dans ce cas, l'amplitude de stripping se réduit à :

$$T_{(d,n)} = \sum_{i m_i m_s} (J_i M_i, i m_i | J_f M_f) (i m_i, \frac{1}{2} m_s | i m_i) \quad (5)$$

$$\times (\frac{1}{2} \mu_n, \frac{1}{2} \mu_s | 1 \mu_d) \sqrt{2I+1} \beta_{i1} B_{i1}^{m_i}$$

où nous avons utilisé les fonctions spin-orbite pour le proton :

$$\phi_{i1}^{m_i}(\vec{r}_p, \vec{\delta}_p) = \sum_{m_1 m_s} (i m_i, \frac{1}{2} m_s | i m_i) i \phi_{i1}^{m_1}(\vec{r}_p) \chi_{1/2}^{m_s}(\vec{\delta}_p) \quad (6)$$

$$\phi_{i1}^{m_1}(\vec{r}_p) = u_1(r_p) Y_1^{m_1}(\hat{r}_p)$$

où $\hat{a}$ désigne les coordonnées sphériques θ_a, φ_a relatives à la direction $\vec{a}$ et $Y_1^{m_1}(\hat{a})$ une fonction harmonique sphérique.

La quantité $B_{i1}^{m_i}$ qui est l'amplitude de capture du neutron avec les nombres quantiques $(i m_i)$ contient la dépendance angulaire et a pour expression :

$$B_l^{m_l}(\vec{k}_d, \vec{k}_n) = i^{-l} (2l+1)^{-\frac{1}{2}} \int \psi_n^{(-)*}(\vec{k}_n, \vec{r}_n) \phi_l^{m_l*}(\vec{r}_p) V_{np}(\vec{r}) \times \psi_d^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{R}) \phi_d(\vec{r}) d\vec{r}_n d\vec{r}_p \quad (7)$$

La section efficace différentielle s'obtient en faisant la moyenne de $(2\pi/\hbar) |T_{(d,n)}|^2$ sur les nombres quantiques magnétiques de l'état initial, en sommant sur les nombres quantiques magnétiques de l'état final, en multipliant par le facteur densité d'états, et en divisant par le flux incident. Ceci conduit à l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{M_d^* M_n^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_n}{k_d} \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \sum_{i, l, m_l} \beta_{il}^2 |B_l^{m_l}|^2 \quad (8)$$

M_d^* et M_n^* sont respectivement les masses réduites dans les voies d'entrée et de sortie :

$$\frac{1}{M_d^*} = \frac{1}{M_d} + \frac{1}{M_A} \quad \frac{1}{M_n^*} = \frac{1}{M_n} + \frac{1}{M_B}$$

k_d et k_n sont les nombres d'onde du mouvement relatif dans la voie d'entrée et la voie de sortie respectivement.

$$k_n^2 = \frac{2M_n^* E_n}{\hbar^2} \quad k_d^2 = \frac{2M_d^* E_d}{\hbar^2} \quad (9)$$

$$E_n = E_d + Q = E_d + B_p - B_d$$

Q est le bilan énergétique de la réaction. B_p et B_d sont respectivement les énergies de liaison du proton dans le noyau résiduel et du deuton. E_n et E_d sont les énergies cinétiques totales dans le système du centre de masse respectivement pour la voie de sortie et pour la voie d'entrée.

B) Approximation en ondes distordues -

La distorsion des fonctions d'onde est provoquée par deux interactions :

- 1) la forme de Coulomb répulsive à longue portée
- 2) la force nucléaire attractive à faible portée.

Nous utilisons les développements suivants :

$$\begin{aligned}\Psi_d^{(+)} &= 4\pi \sum_{\lambda\mu} i^\lambda f_\lambda(k_d R) Y_\lambda^\mu(\hat{R}) Y_\lambda^{\mu*}(\hat{k}_d) \\ \Psi_d^{(-)} &= 4\pi \sum_{\lambda\mu} i^\lambda f_\lambda^*(k_n r'_n) Y_\lambda^\mu(\hat{r}_n) Y_\lambda^{\mu*}(\hat{k}_n)\end{aligned}\quad (10)$$

Les équations radiales satisfont l'équation :

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2M_i^*}{\hbar^2} \cdot U - k_i^2 \right\} r f_l(k_i, r) = 0 \quad (11)$$

où :

M_i^* , k_i sont respectivement la masse réduite et le nombre d'onde dans la voie $i = d$ ou n .

Le potentiel U utilisé dans nos calculs (programme de N. K. GLENDENNING et programme DWUCK écrit par KUNZ de l'Université de Colorado) a la forme :

$$\begin{aligned}U &= V_0 f(r, r_0 \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}}, a_0) + i [W_0 f(r, r_1 \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}}, a_1) + W_1 g(r, r_1 \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}}, a_1)] \\ &+ zZe^2 h(r, r_c \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}})\end{aligned}\quad (12)$$

La première ligne représente le potentiel optique proprement dit avec

$$\begin{aligned}f(r, R_i, a_i) &= \left[\exp \frac{r-R_i}{a_i} + 1 \right]^{-1} && \text{Forme de Woods-Saxon} \\ g(r, R_i, a_i) &= 4 \exp \frac{r-R_i}{a_i} \left[\exp \frac{r-R_i}{a_i} + 1 \right]^{-2} && \text{Forme dérivée de Woods-Saxon}\end{aligned}\quad (12-a)$$

La deuxième ligne représente le potentiel coulombien dans la voie d'entrée (nul dans la voie de sortie : voie neutron) avec :

$$h(r, R) = \begin{cases} \frac{1}{2R} \left[3 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] & \text{si } r \leq R \\ r^{-1} & \text{si } r > R \end{cases} \quad (12-b)$$

Remarque : Si on néglige le potentiel coulombien et le potentiel optique, on obtient l'approximation en ondes planes (P.W.B.A.) étudiée par S.T. BUTLER (7).

Les résultats se simplifient lorsque l'on considère l'approximation de portée nulle (l'approximation de portée finie est rapportée dans des articles relativement récents (8) (9) :

$$V_{np}(\vec{r}) \phi_d(\vec{r}) = - (8\pi\alpha)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar^2}{2M^*} \delta(\vec{r}) \quad (13)$$

$\delta(\vec{r})$ est une distribution de Dirac

M^* est la masse réduite du nucléon dans le deuton et α est défini par :

$$\alpha^2 = \frac{2M^*B_d}{\hbar^2}$$

B_d est l'énergie de liaison du deuton.

Cette approximation conduit à la formule suivante :

$$B_1^m = G_0 (4\pi)^{3/2} \sum_{\lambda\lambda'\mu\mu'} i^{\lambda-\lambda'-1} \left(\frac{2\lambda'+1}{2\lambda+1} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \times \begin{matrix} * \\ \gamma_{\lambda}^{\mu}(\hat{k}_d) \gamma_{\lambda}^{\mu'}(\hat{k}_n) \end{matrix} (\lambda'\mu', 1m_1 | \lambda\mu) (\lambda'0, 10 | \lambda 0) \quad (15) \\ \times R_{\lambda'\lambda}$$

$$\text{avec :} \quad G_0 = - (8\pi\alpha)^{1/2} \frac{\hbar^2}{2M^*} \quad (15-a)$$

$$R_{\lambda'\lambda} = \int_0^{\infty} f_{\lambda'} \left(\frac{M_A}{M_B} k_n r \right) u_1(r) f_{\lambda}(k_d r) r^2 dr \quad (15-b)$$

Dans le programme de N.K. GLENDENNING, il est tenu compte de certains effets de portée finie en multipliant B_1^m par le facteur :

$$\frac{G(K)}{G_0} = \frac{K^2 + \alpha^2}{(8\pi\alpha)^{1/2}} P(K) \quad (16)$$

$$\text{avec } P(K) = \left[8\pi / \left(\frac{\alpha + \alpha'}{\alpha + \alpha'} \right)^3 \right]^{1/2} \frac{1}{1 + (K/\alpha')^2} \frac{1}{1 + (K/\alpha)^2} \quad (16-a)$$

en choisissant pour fonction d'onde du deuton une fonction de Hulthen :

$$\phi_d(r) = \left[\frac{\alpha\alpha'(\alpha + \alpha')}{2\pi(\alpha - \alpha')} \right]^{1/2} \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\alpha' r}}{r} \quad (16-b)$$

En prenant pour énergie de liaison du deuton $B_d = 2,226 \text{ MeV}$,

on obtient $\alpha = 0,2317 \text{ F}^{-1}$. Le paramètre α' a pour valeur choisie : $\alpha' = 7\alpha$.

$\vec{K} = \vec{k}_n - \frac{1}{2} \vec{k}_d$ est le moment transféré au neutron par son interaction avec le proton.

C) Extraction des facteurs spectroscopiques -

a) L'antisymétrisation des fonctions d'onde introduit dans l'expression de la section efficace différentielle des facteurs statistiques. On obtient la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a}{4} \frac{M_d^* M_n^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_n}{k_d} \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 \sum_{m_i} S(l) |B_l^{m_i}|^2 \quad (17)$$

$$\text{où } S(l) = \sum_i S(i, l) \quad (18)$$

$$S^{1/2}(i, l) = (A + 1)^{1/2} / \beta_{il} = (A + 1)^{1/2} \langle \phi_{(J_i, i)} | \psi_{(J_f, f)} \rangle \quad (18-a)$$

$S(l)$ est appelé facteur spectroscopique

C est le coefficient de Clebsch-Gordan de couplage des spins isotopiques :

$$C = (T_i M_{T_i}, \frac{1}{2} m_t | T_f M_{T_f})$$

T_i et T_f sont respectivement les spins isobariques de la cible et du noyau final

m_t est la composante sur l'axe O_z du spin isotopique de la particule capturée ($-\frac{1}{2}$ pour le proton)

$$\frac{a}{4} = \frac{1}{2} \text{ pour une réaction } (d, n)$$

Dans le cas où un seul moment l de transfert est considéré, l'expression se simplifie :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{M_d^* M_n^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_n}{k_d} \frac{2J_f+1}{2J_i+1} C^2 S \sum_{m_l} \left| B_l^{m_l} \right|^2 \quad (17-a)$$

β) Le programme de N.K. GLENDENNING permet d'effectuer le calcul de la quantité :

$$W(\theta) = \frac{M_d^* M_n^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_n}{k_d} \sum_{m_l} \left| B_l^{m_l} \right|^2 \text{ exprimée en } F^2 \quad (17-b)$$

Ainsi :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} C^2 S \frac{(2J_f+1)}{(2J_i+1)} W(\theta) \text{ en } F^2 \quad (17-c)$$

γ) Dans le programme DWUCK (simple transfert) adapté à l'Univac d'Orsay, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est relié à la quantité $W'(\theta)$ (calculée par le programme) par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N C^2 S \frac{(2J_f+1)}{(2J_i+1)} W'(\theta) \text{ en mb/st.} \quad (17-d)$$

$N = 1,53$ si la fonction d'onde du deuton est une fonction de Hulthen.

δ) Les résultats précédents ont été obtenus en supposant les fonctions antisymétrisées sur les A et $(A+1)$ nucléons respectivement. On montre que les couches complètes n'ont aucune influence sur le facteur spectroscopique. On utilise en général des fonctions d'onde plus simples décrivant les noyaux au moyen des couches incomplètes et antisymétrisées sur les nucléons de ces couches. Il convient alors de remplacer $(A+1)$ par n , nombre de nucléons actifs dans le noyau final, d'où :

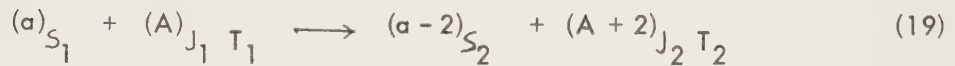
$$S(jl) = n \left\langle \Phi_{(J_i, l)} \middle| \Psi_{J_f} \right\rangle^2$$

2 - Réaction de transfert de deux protons : $A(^3\text{He}, n)B$. Expression de la section efficace différentielle (6) -

Pour le simple transfert, la section efficace est le produit de deux facteurs : l'un contient l'information concernant la structure nucléaire et l'autre dépend de la cinématique.

Pour les réactions de transfert de deux nucléons, une telle factorisation n'est pas possible en général.

Pour définir nos notations, nous écrirons la réaction sous la forme :



La section efficace différentielle pour la réaction de transfert de deux nucléons est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{k_2}{k_1} \frac{2J_2+1}{2J_1+1} \sum_{LSJT} C_{ST}^2 \sum_M \left| \sum_N G_{NLSJT} B_{NL}^M \right|^2 \quad (20)$$

Les notations sont les mêmes que dans le paragraphe précédent. Les indices 1 et 2 se rapportent respectivement à la voie d'entrée et à la voie de sortie.

L, S, J sont respectivement le moment orbital, le spin et le moment angulaire total de la paire de nucléons transférés et T leur spin isotopique. Plusieurs états radiaux caractérisés par N contribuent d'une façon cohérente à la section efficace.

$$C_{ST} = \left(T_1 T_{Z_1}, TT_Z \mid T_2 T_{Z_2} \right) b_{ST} \quad (21)$$

$$\left(T_1 T_{Z_1}, TT_Z \mid T_2 T_{Z_2} \right) \text{ est un coefficient de Clebsch-Gordan}$$

pour les spins isotopiques. La quantité b_{ST}^2 est un facteur de recouvrement comportant les fonctions spin-spin isotopique des noyaux légers. Dans le cas d'une réaction $(^3\text{He}, n)$, son expression est la suivante :

$$b_{ST}^2 = b_{S0} b_{T1}$$

où nous avons supposé les fonctions d'onde spatiales totalement symétriques.

L'amplitude B_{NL}^M est analogue à celle donnée pour les réactions (d, n). Elle contient la fonction d'onde radiale $U_{NL}(R)$ pour le centre de masse de la paire à la place de la fonction radiale du proton $u_{nl}(r)$. Mais tandis que dans le cas de la capture d'un seul nucléon, un nombre quantique principal unique n suffisait à caractériser le mouvement du proton, dans celui du transfert de deux nucléons, plusieurs fonctions radiales sont nécessaires pour décrire le mouvement du centre de masse de la paire transférée.

L'expression de cette amplitude est la suivante :

$$B_{NL}^M(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = i^{-L} (2L+1)^{-\frac{1}{2}} \times \int [\psi_2^-(\vec{k}_2, \vec{R}_2) U_{NL}(2\nu R^2) Y_L^M(\hat{R})]^* \times V(\rho) \psi_1^+(\vec{k}_1, \vec{R}_1) \Phi(\rho) d\vec{R}_1 d\vec{R}_2 \quad (22)$$

$\psi^{(\pm)}$ sont les solutions respectives de la diffusion élastique dans les voies d'entrée et de sortie (analogues à celles de l'équation (2)).

$\vec{R}$, $\vec{R}_1$ et $\vec{R}_2$ représentent les coordonnées respectives dans le système du centre de masse de la paire transférée et des deux noyaux légers ${}^3\text{He}$ et n .

$$\rho = |\vec{R} - \vec{R}_2|$$

Facteur de Forme

Les fonctions d'onde $U_{NL}(2\nu R^2)$ décrivant le mouvement du centre de masse de la paire transférée sont des fonctions de l'oscillateur harmonique. Pour avoir des fonctions plus réalistes, on peut raccorder la fonction oscillateur harmonique à la fonction de Hankel appropriée au delà du point de la région superficielle où l'on a adapté leurs dérivées logarithmiques (matching-radius). ν est le paramètre oscillateur. (Il apparaît dans le facteur $\exp(-\frac{1}{2}\nu r^2)$ des fonctions d'onde oscillatrices à particule indépendante).

Nous avons choisi ce facteur de forme correspondant à l'option du programme de N.K. GLENDENNING : oscillateur harmonique tronqué.

Dans le programme DWUCK adapté au double transfert par ROBBINS, FLEMING et MOINESTER, ce même facteur de forme est utilisé.

La fonction d'onde $\varphi(\rho)$ est la partie de la fonction d'onde interne du noyau léger (a) qui dépend de ρ . Cette séparation est possible quand nous utilisons une fonction d'onde Gaussienne :

$\varphi_a = N \exp(-\eta^2 \sum_{ij} r_{ij}^2)$ pour le noyau (a) :

$$\varphi_a = \varphi_{10}(\eta^2 r^2) \varphi_{10}(4\eta^2 \rho^2) \text{ pour } a = 3 \quad (23)$$

$\vec{r}$ représente les coordonnées relatives de la paire transférée

$\varphi_{nl}^m(\alpha r^2) = u_{nl}(\alpha r^2) Y_l^m(\hat{r})$ sont les fonctions de l'oscillateur harmonique.

Le paramètre dimensionnel η du noyau léger est relié au carré moyen de son rayon par :

$$\eta^2 = \frac{1}{6\langle r^2 \rangle} \text{ pour } {}^3\text{He}.$$

L'expression des coefficients de structure G est rapportée dans l'appendice A.

3 - Règles de sélection -

A) Réaction ${}^{18}\text{O}(d, n){}^{19}\text{F}$ -

a) - Spin et parité -

Elles sont liées à l'existence de l'amplitude de transition $T_{(d, n)}$

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{j} = \vec{J}_i + \vec{l} + \vec{s}$$

$$\pi_f = \pi_i (-)^l \quad (24)$$

π_i et π_f sont respectivement les parités de l'état initial et final.

Dans le cas précis qui nous intéresse, ces relations se simplifient.

Le niveau fondamental de l'oxygène 18 (noyau pair-pair) a les caractéristiques suivantes :

$$J_i^{\pi i} = 0^+$$

On obtient ainsi :

$$\begin{aligned} J_f &= 1 \pm \frac{1}{2} \\ \pi_f &= (-)^1 \end{aligned} \quad (25)$$

b) - Spin isobarique -

Si T_i est le spin isobarique de la cible, T_f celui du noyau final, on a la règle de sélection :

$$T_f = T_i \pm \frac{1}{2} \quad (26)$$

Dans le cas de l'oxygène 18, $T_i = 1$, donc les états du Fluor 19 qui pourront être excités au cours de la réaction auront les deux valeurs possibles du spin isobarique :

$$T_f = \frac{1}{2} \text{ ou } T_f = \frac{3}{2} \quad (27)$$

B) Réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ -

a) - Spin et parité -

Le spin et la parité des noyaux initiaux et finaux sont liés par la relation :

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L} + \vec{S} \quad (28)$$

L est le moment orbital de transfert de la paire de protons :

$$\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$$

D'autre part, le spin de la paire de protons transférés est nul

$$\vec{S} = \vec{0}$$

Comme $\vec{J}_i = \vec{0}$ (cible d'oxygène 18) la relation (28) se réduit à :

$$\vec{J}_f = \vec{L} \quad (29)$$

La règle de sélection, en ce qui concerne les parités des noyaux initiaux et finaux, est simple dans le cas de la réaction ($^3\text{He}, n$). Les deux protons ayant un moment angulaire de mouvement relatif nul ($\lambda = 0$) (Appendice A), la relation reliant π_i et π_f se réduit à :

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda + \Lambda} = (-1)^{\Lambda} = (-1)^L \quad (30)$$

et dans le cas particulier de la cible d'oxygène 18 :

$$\pi_f = (-1)^L \quad (31)$$

b) - Spin isobarique -

Dans le cas d'une réaction ($^3\text{He}, n$), le changement du spin isotopique du noyau est :

$$\Delta T = 1 \text{ ou } 0 \text{ si } T_i \neq 0 \quad (32)$$

Or $T_i = 1$ pour l'oxygène 18, donc les états du Néon 20 excités au cours de la réaction auront les trois valeurs possibles du spin isobarique :

$$T_f = 0, 1 \text{ ou } 2$$

II - INTERPRETATION SPECTROSCOPIQUE DES RESULTATS -

Les spectres des niveaux d'énergie du Néon 20 et du Fluor 19, comme ceux de la plupart des noyaux de la couche (2s-1d), sont dominés par des caractéristiques rotationnelles. Parmi tous les modèles proposés, celui qui semble décrire le mieux ces propriétés, est le modèle en couches avec mélange de configurations. L'interaction résiduelle considérée dans tous les calculs est à longue portée afin de rendre compte de la déformation du noyau. La comparaison de nos spectres expérimentaux avec ceux calculés dans le cadre de ce modèle permet de conclure souvent à un bon accord.

Un modèle en couches particulièrement intéressant est celui de J.P. ELLIOT (12). Il met en évidence simultanément les aspects collectifs et à particule indépendante d'un état à plusieurs corps. La technique simplificatrice utilisée consiste à considérer un hamiltonien modèle qui possède les propriétés essentielles de l'hamiltonien nucléaire véritable mais qui est invariant par rapport à certains groupes de transformations. Les représentations irréductibles de ces groupes permettent de classer et construire les fonctions qui sont les solutions exactes de cet hamiltonien modèle. La théorie de J.P. ELLIOT est fondée sur les invariances de l'oscillateur harmonique. Les symétries et les nouveaux nombres quantiques qui sont déduits de cette théorie facilitent considérablement la compréhension de l'aspect physique du problème.

Une brève étude des propriétés des états classés selon le groupe SU_3 est rapportée dans l'appendice B. Nous rappelons cependant quelques définitions et résultats importants :

(i) Le groupe U_3 est le groupe des transformations unitaires à trois dimensions entre les quanta de l'oscillateur harmonique. Le groupe SU_3 est le groupe U_3 particulier dont le déterminant des transformations est égal à l'unité.

(ii) Les représentations irréductibles du groupe U_3 sont caractérisées par une partition $(h_1 h_2 h_3)$ du nombre N de quanta d'oscillateur. Pour les états à parité normale, si n est le nombre de nucléons dans la couche $(2s-1d)$, nous avons : $N = 2n$.

(iii) Les représentations irréductibles de SU_3 sont caractérisées par deux nombres quantiques $(\lambda\mu)$ avec :

$$\lambda = h_1 - h_2$$

$$\mu = h_2 - h_3$$

Les résultats concernant la classification simultanée des états à 3 ou 4 particules dans la couche $(2s-1d)$ selon les groupes S_A et SU_3 sont présentés dans la table 1.

Table 1

FLUOR 19				NEON 20				
[f]	($\lambda\mu$)			[f]	($\lambda\mu$)			
[3]	(60)	(22)	(00)	[4]	(80)	(42)	(04)	(20)
[21]	(41)	(22)	(11)	[31]	(61)	(42)	(23)	(31) (12) (20)
[111]	(30)	(03)		[22]	(42)	(31)	(04)	(20)
				[211]	(50)	(23)	(31)	(12) (01)
				[1111]	(12)			

(i) S_A est le groupe symétrique à A ! éléments (dans ce cas précis : à 3! et à 4! éléments respectivement).

(ii) [f] représente un tableau d'Young (12-15) : partitions des nombres 3 et 4 respectivement.

La fonction d'onde complètement antisymétrique est composée d'une fonction orbitale ψ et d'une fonction spin-isospin Γ . Le classement précédent d'applique à la fonction orbitale ψ . Si la fonction ψ comporte la symétrie orbitale [f], la fonction Γ possède la symétrie adjointe [f] afin de préserver l'antisymé-

trisation de la fonction d'onde totale. La théorie de J.P. ELLIOT repose ainsi sur l'hypothèse que les forces sont quasi-indépendantes du spin et s'applique au cas du couplage extrême L-S. On peut s'attendre à un meilleur accord entre ce modèle et les résultats expérimentaux dans le cas du Néon 20 où le spin total est nul : $S = 0$. Par contre, son application au Fluor 19, pour lequel $S = \frac{1}{2}$, paraît plus délicate. L'introduction d'une interaction spin-orbite détruit en partie l'élégance du modèle SU_3 . M.C. BOUTEN, J.P. ELLIOT et J.A. PULLEN (20) proposent un calcul qui est une interpolation entre le schéma U_3 précédent (couplage L-S) et le couplage extrême jj . Nous développerons les principaux éléments de ce modèle au cours de ce travail. L'accord de quelques-uns de nos résultats expérimentaux avec certaines prévisions théoriques de M.C. BOUTEN et coll. est parfois très satisfaisant.



CHAPITRE II

CADRE EXPERIMENTAL

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'ensemble expérimental que nous décrivons permet d'effectuer la spectrométrie des neutrons par temps de vol au cours des réactions de transfert de un ou deux protons du type $A(d, n) B$ ou $A(^3\text{He}, n) B$.

Les premiers travaux ont été l'étude des réactions $^9\text{Be}(^3\text{He}, n)^{11}\text{C}$, $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$ (22), (23), (24). Un dispositif analogue a permis l'étude du transfert d'un proton sur d'autres nucléides de la couche 1p (25). Le schéma de principe électronique du montage est représenté sur la figure 1.

1 - Faisceau-Cible -

A) Faisceau -

Les particules incidentes sont fournies par l'accélérateur HVEC de 4 MV de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Il peut, dans les meilleures conditions de fonctionnement, fournir un faisceau pulsé dont les caractéristiques sont les suivantes : impulsions larges de 4 ns espacées de 200 ns. Un dispositif de balayage synchrone (26) permet d'éliminer deux paquets sur trois et de réduire la largeur des impulsions à 1,6 ns dans les conditions idéales de fonctionnement de l'accélérateur avec une intensité moyenne de $0,5 \mu\text{A}$. Les particules accélérées peuvent être : protons, deutons, particules ^3He .

B) Cible -

La cible est constituée d'un dépôt d'oxyde de tungstène W_4O_{11} (enrichissement en oxygène 18 : 92 %) sur un support de tantale. L'épaisseur de

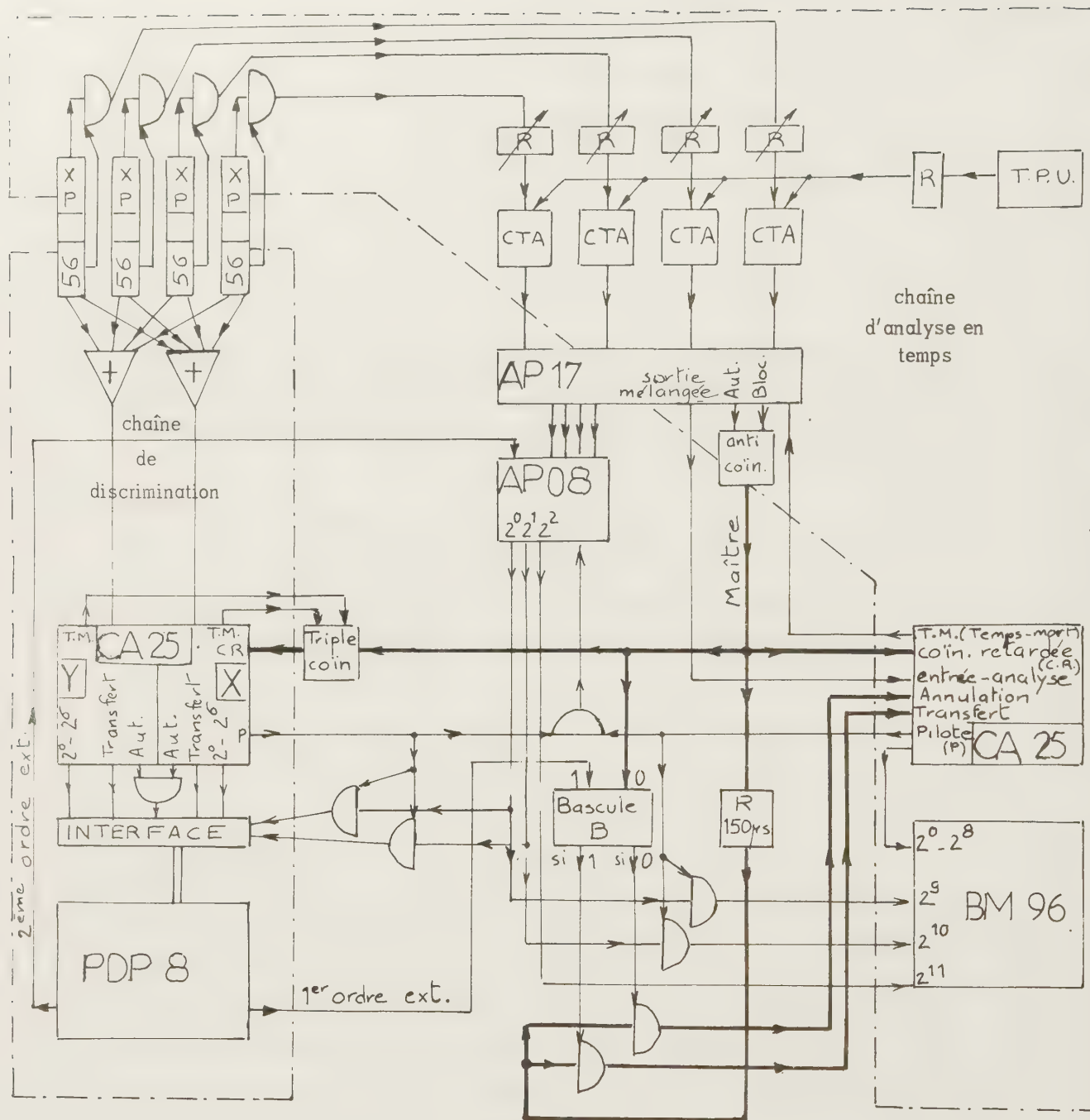


Fig. 1. - Principe du dispositif électronique.

l'oxyde correspond à un dépôt de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ environ. Le poids de ce dépôt est mesuré par micropesées successives. L'épaisseur du support est de 0,1 mm.

Ce dépôt est obtenu en opérant comme suit (27) :

a) L'oxyde est obtenu en chauffant un filament de tungstène dans une enceinte dont l'atmosphère est constituée d'oxygène 18 enrichi à 92 %.

b) L'oxyde recueilli est ensuite évaporé sous vide et déposé sur le support de tantale.

Les cibles sont conservées en atmosphère neutre : argon.

2 - Détecteurs -

Chaque détecteur est constitué d'un scintillateur organique à double face (NE 213 pour deux des détecteurs, Trans-Stilbène pour le troisième), et de deux photo-multiplicateurs d'électrons, XP 1020 (utilisé pour la mesure du temps de vol) 56 AVP (destiné à la discrimination neutron-gamma).

Sur le schéma de principe électronique, nous indiquons un montage, fonctionnant avec quatre détecteurs, qui correspond au maximum de détecteurs utilisables simultanément. Nous nous sommes en fait limités à trois détecteurs.

3 - Mesure du temps de vol -

Elle est assurée par un convertisseur temps amplitude (CTA) Edgerton. La voie de départ (start) de ce CTA est attaquée par l'impulsion du XP 1020. La voie d'arrêt (stop) reçoit une impulsion (retardée d'une valeur fixe pouvant atteindre 600 ns) provenant d'une capacité montée en amont de la cible sur le trajet du faisceau de l'accélérateur (Time-pick-up : TPU) : Le cadrage correct des spectres s'obtient en interposant des lignes à retard variable (0 à 250 ns) entre chaque XP 1020 et le CTA associé.

Pour éliminer le bruit de fond du photomultiplicateur et obtenir une meilleure définition en temps, on interpose entre le XP 1020 et le CTA une porte qui

sera ouverte par l'impulsion temps du 56 AVP.

Les signaux de sortie du CTA sont codés par un convertisseur d'amplitude CA 25 Intertechnique avant d'être stockés dans les zones de mémoires convenables d'un bloc mémoire BM 96 Intertechnique. La partie logique du montage et le signal résultant de la discrimination assurent la sélection de la zone de mémoire du BM 96.

4 - Discrimination neutron-gamma (22) -

A) Principe -

La scintillation dans les corps organiques présente deux composantes : une lente et une rapide. Dans le cas de particules créant une forte densité d'ionisation (comme les protons de recul produits par les neutrons), la perte d'énergie non radiative (phénomène de quenching) des atomes excités affecte particulièrement la composante rapide en l'abaissant au-dessous de la valeur qu'elle prend dans le cas des électrons dûs aux rayons gammas.

Sur la 13^e dynode du 56 AVP, on prélève un signal traité avec une constante de temps de l'ordre de 2×10^{-8} s (0,5 k Ω). Ce signal correspond à la composante rapide. Sur l'anode, on prélève un autre signal avec une constante de temps de l'ordre de 10^{-6} s (500 k Ω) qui fait intervenir simultanément les composantes lentes et rapides.

L'analyse biparamétrique de ces deux signaux fait apparaître une structure différente suivant la nature de la particule détectée : gamma ou neutron (fig. 2). Une ligne médiane appelée "vallée" sépare les deux gamma ou neutron. Cette structure est mise à profit pour la discrimination.

B) Mise en œuvre -

Les signaux anode et dynode sont prélevés et mis en forme par des circuits électroniques incorporés à la sonde (28).

Ces signaux anode X et dynode Y sont codés en mots par deux convertisseurs d'amplitude CA 25. Ils sont prélevés successivement dans l'ordre Y, X,

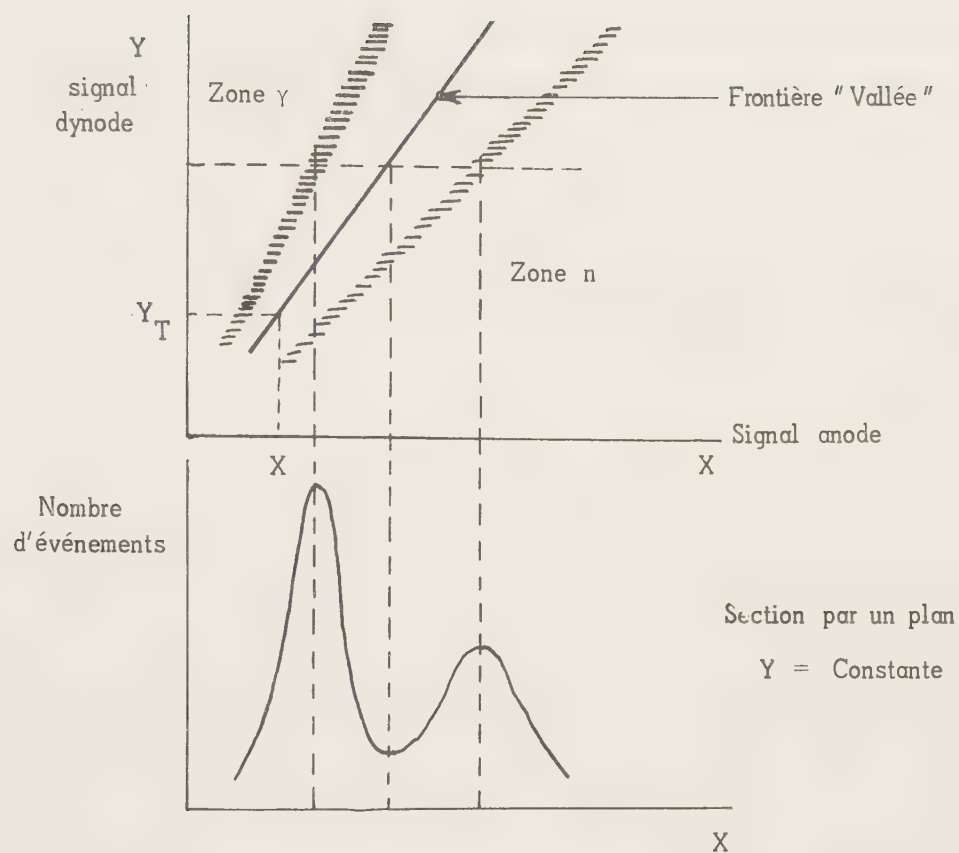


Fig. 2 a

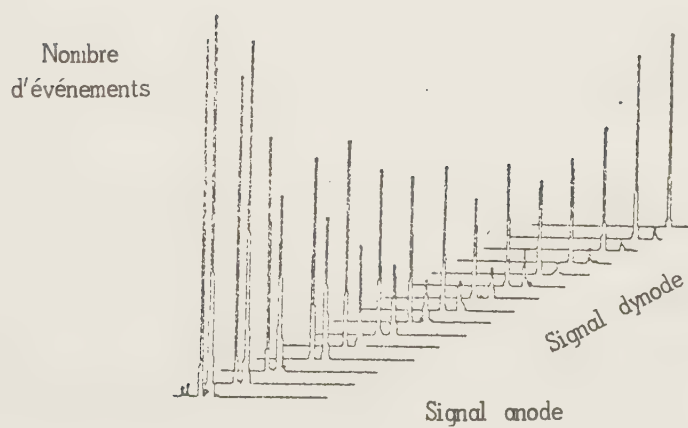


Fig. 2 b

par un ordinateur PDP 8 Data Equipment. Un interface assure la liaison entre le double CA 25 et le calculateur. Lors du passage par l'interface, le mot Y n'est pas modifié mais le mot X est marqué. Ce marquage correspond au code distinctif du détecteur qui a délivré le message.

Les tables correspondant aux différentes "vallées" sont établies expérimentalement au préalable. Celles-ci sont enregistrées dans une zone de mémoire du calculateur (fig. 3).

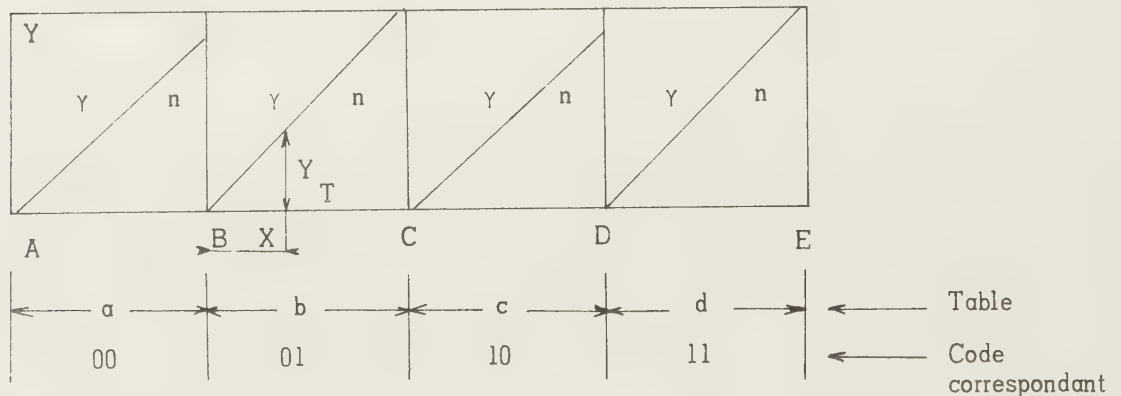


Fig. - 3.-

Soit un événement (X, Y) prélevé en cours d'expérience. Le rôle du calculateur est de définir la zone gamma ou neutron à laquelle il appartient. Ceci est réalisé de la façon suivante : le code indique la table à laquelle le calculateur doit se référer (soit la table b par exemple), l'ordinateur prélève à l'adresse convenable ($(\text{adresse } B) + X$) le contenu de la table Y_T . Il suffit ensuite de connaître le signe de $(Y - Y_T)$ pour être renseigné sur la nature de la particule détectée.

Le calculateur communique avec le reste du dispositif expérimental par deux ordres extérieurs :

a) Le premier intervenant au début du calcul, indique que le calculateur prend en considération l'information (X et Y supérieurs à une certaine valeur : seuil) et autorise le transfert du signal de temps de vol dans la zone de mémoire convenable du BM 96.

b) Le deuxième signal intervient en fin de calcul et transmet au circuit logique le renseignement déduit du calcul. Si la particule est un neutron, il excite une bascule (bascule 2^2 de l'adaptateur AP 08 Intertechnique) sur la position 1. Si un gamma est détecté, ce signal n'existe pas et la bascule reste positionnée en position 0. Les circuits logiques peuvent ainsi sélectionner, par pilotage dans les deux zones de mémoire du BM 96, les informations gamma ou neutron.

5 - Circuits d'aiguillage -

Entre les sorties des CTA et l'entrée du convertisseur CA 25 de la voie temps est interposé un ensemble de circuits mélangeurs aiguilleurs à quatre voies AP 17 Intertechnique. Ce dispositif délivre un signal "autorisation" dès qu'il reçoit une seule impulsion et un signal "blocage" dès qu'il reçoit plus d'une impulsion. Une antikoïncidence faite entre ces signaux produit le signal "maître". Le "maître" n'existe donc que si un seul des détecteurs travaille.

D'autre part, l'aiguilleur AP 17 possède une sortie mélangée qui, du fait du système d'antikoïncidence travaille en sortie simple. Cette sortie transmet l'information de l'un des CTA au CA 25.

L'aiguilleur AP 17 donne quatre signaux logiques associés aux quatre voies d'analyse. Ces signaux positionnent les bascules 2^0 et 2^1 d'un adaptateur huit voies AP 08 Intertechnique. Ces bascules donnent le "nom" du détecteur, 00 01 10 11, "nom" utilisé d'une part par l'interface pour marquer le mot X, d'autre part par le BM 96 pour sélectionner les zones de mémoire.

L'adaptateur AP 08 possède une troisième bascule 2^2 positionnée en 0 électroniquement avant chaque acquisition, puis en 1 par l'ordre extérieur "neutron", s'il existe, du calculateur PDP 8. Cette bascule sert à la sélection des zones de mémoires gamma ou neutron dans le BM 96. Le bloc mémoire BM 96 est organisé de la façon suivante :



Fig. 4

Un dernier élément d'aiguillage est constitué par la bascule B. Celle-ci est positionnée en 0 par le signal maître puis en 1 par le premier ordre extérieur du PDP 8 s'il existe ; sur chacune de ces positions elle ouvre une porte. La porte correspondant à 0 aiguille le signal maître après un retard de $150 \mu s$ vers l'entrée annulation de codage du CA 25 (temps de vol) : l'autre correspondant à 1, aiguille le maître après le même retard vers l'entrée autorisation de transfert du même CA 25. La valeur du retard a été fixée à $150 \mu s$ pour permettre au calculateur d'effectuer son traitement tout en restant inférieure au temps mort de $200 \mu s$ des convertisseurs CA 25.

6 - Détecteur protégé (Fig. 5) -

Dans le cas de la réaction $^{18}O(d, n)^{19}F$, le bruit de fond est très important, aussi avons-nous utilisé un détecteur protégé. Le détecteur comportant un scintillateur en Trans-Stilbène est entouré d'un blindage $(^{29})$ afin d'améliorer le rapport signal-bruit de fond. Ce système de protection se compose des éléments suivants :

La partie centrale est une enveloppe sphérique de plomb de 360 mm de diamètre et de 140 mm d'épaisseur, valeur déduite de la position du minimum de la courbe d'absorption totale du plomb pour les gammas et correspondant à une atténuation théorique du flux primaire de 10^3 .

Le plomb est au centre d'une cuve sphérique en plexiglas de 1530 mm de diamètre pleine d'eau, ce qui correspond à une épaisseur d'eau de 585 mm.

L'ensemble des deux sphères est percé d'un canal diamétral qui contient dans sa partie orientée vers la cible un canaliseur.

Un support mécanique permet de faire pivoter l'ensemble de 360° autour d'un axe vertical et d'autant autour d'un axe horizontal, de le déplacer dans le plan de sorte que l'on puisse passer de -27° à $+140^\circ$ de l'axe de la réaction avec des bases de temps variant de 3,10 à 6,6 m.

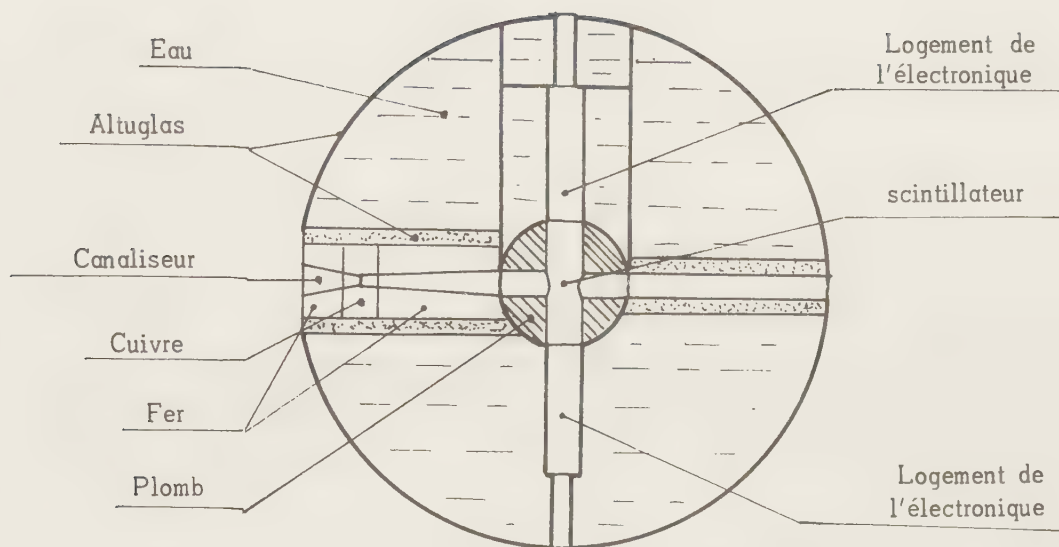


Fig. 5 a.- Détecteur protégé.

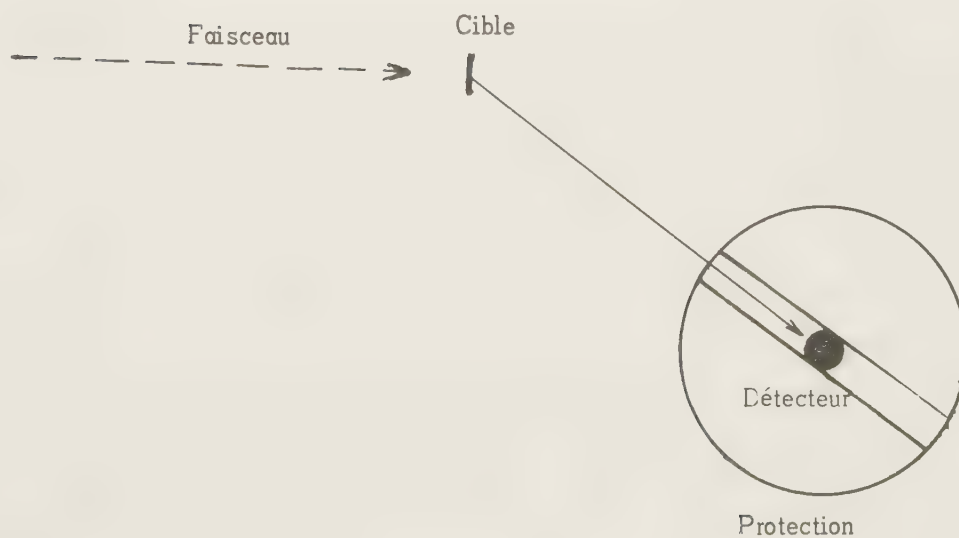


Fig. 5 b.- Expérience de transfert avec détecteur protégé.

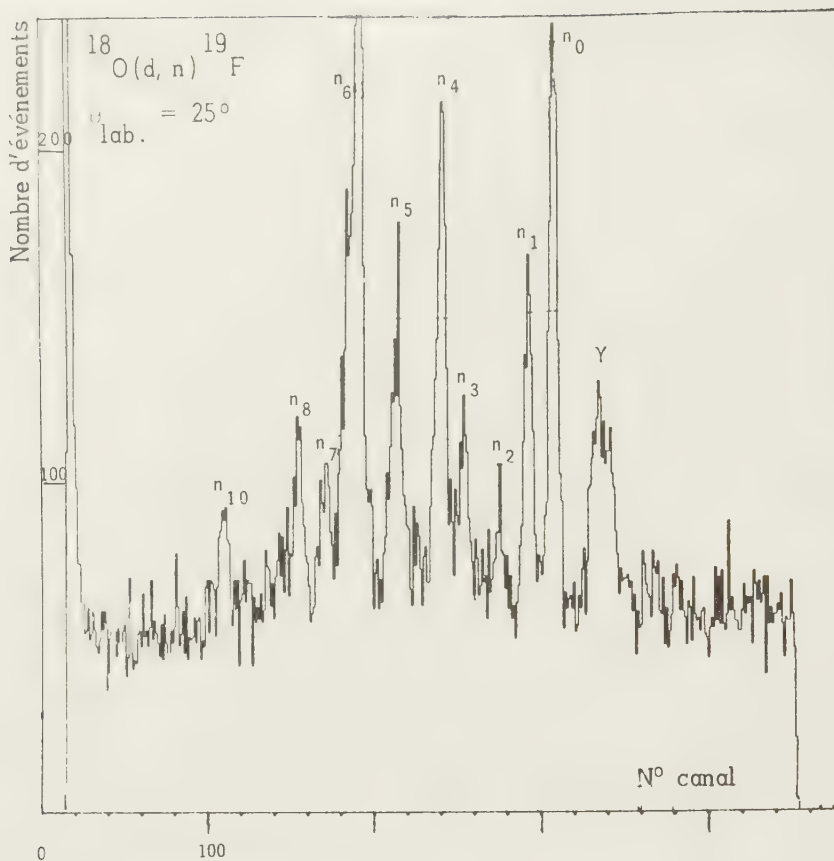


Fig 6 a.- détecteur non protégé -

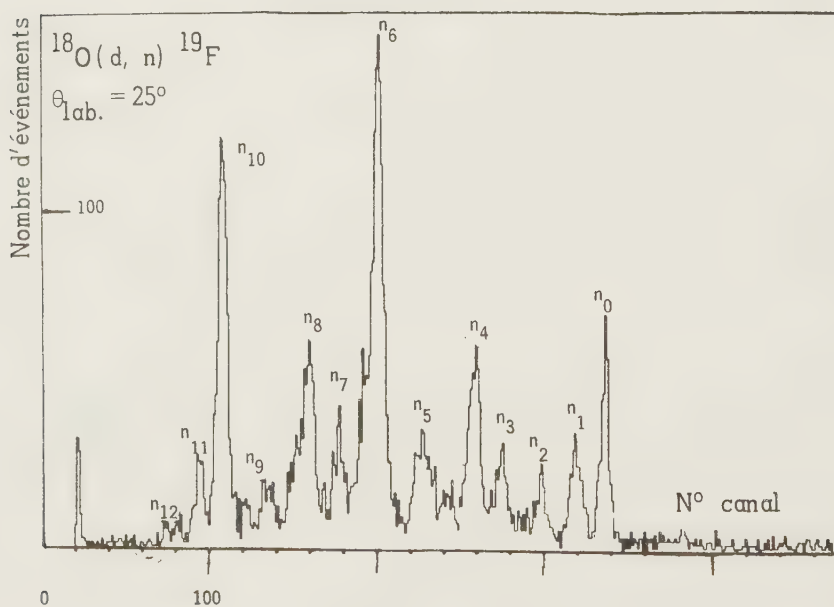


Fig. 6 b.- détecteur protégé -

a) - Les deux détecteurs ne correspondent pas au même réglage en efficacité (fig. 8 a) ;

b) - Les énergies d'excitation des niveaux associés aux différents groupes de neutrons n_i sont reportés sur la table 2, page 55.

Le canaliseur est de révolution et l'ouverture à l'étranglement a un diamètre de 31 mm. L'étranglement est entouré de cuivre sur une longueur de diffusion.

La figure 6 permet de comparer un spectre de temps de vol (réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$) avec une sonde non protégée et avec une sonde protégée.

7 - Détection des rayonnements γ -

A) Enregistrement des spectres γ -

Nous avons étudié le spectre γ associé à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ afin d'essayer de préciser l'énergie d'excitation de certains niveaux du Fluor 19 non séparés dans le spectre de temps de vol des neutrons (groupe de neutrons n_1 en particulier : Fig. 6).

Les événements gammas sont détectés par une jonction Germanium-Lithium de 37 cc. Une chaîne d'analyse Tennelec assure la mise en forme et l'amplification des signaux. La conversion analogique numérique est assurée par un convertisseur CA 25. Le spectre est ensuite enregistré dans la mémoire d'un analyseur BM 96.

B) Etalonnage du détecteur γ -

L'échelle d'énergies γ est déterminée à l'aide des sources suivantes :

^{56}Co - Gamme de 846,77 KeV à 3452,6 KeV

^{88}Y - Gammas de 897,96 KeV et de 1836,08 KeV

Source de Po-Be - Photons de 4,43 MeV.

C) Résolution du détecteur γ -

Ce système a une bonne résolution. Ainsi, pour une énergie $E_\gamma = 1,4 \text{ MeV}$: $\Delta E_\gamma = 6 \text{ KeV}$.

8 - Normalisation -

A) Mesure de la charge du faisceau incident -

La mesure absolue des sections efficaces différentielles des neutrons produits au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ (extraction des facteurs spectroscopiques) nécessite la connaissance du nombre de particules arrivant sur la cible pendant un temps donné, donc de la charge totale du faisceau incident pendant ce même temps. La mesure de cette charge est assurée par un intégrateur associé à un convertisseur analogique-digital et à une échelle de comptage. L'émission secondaire électronique peut fausser cette mesure, aussi a-t-on utilisé le montage suivant : l'enceinte entourant la cible est isolée et reliée au support de celle-ci (fig.7). Ainsi, le courant de fuite électronique parasite est récupéré en grande partie.

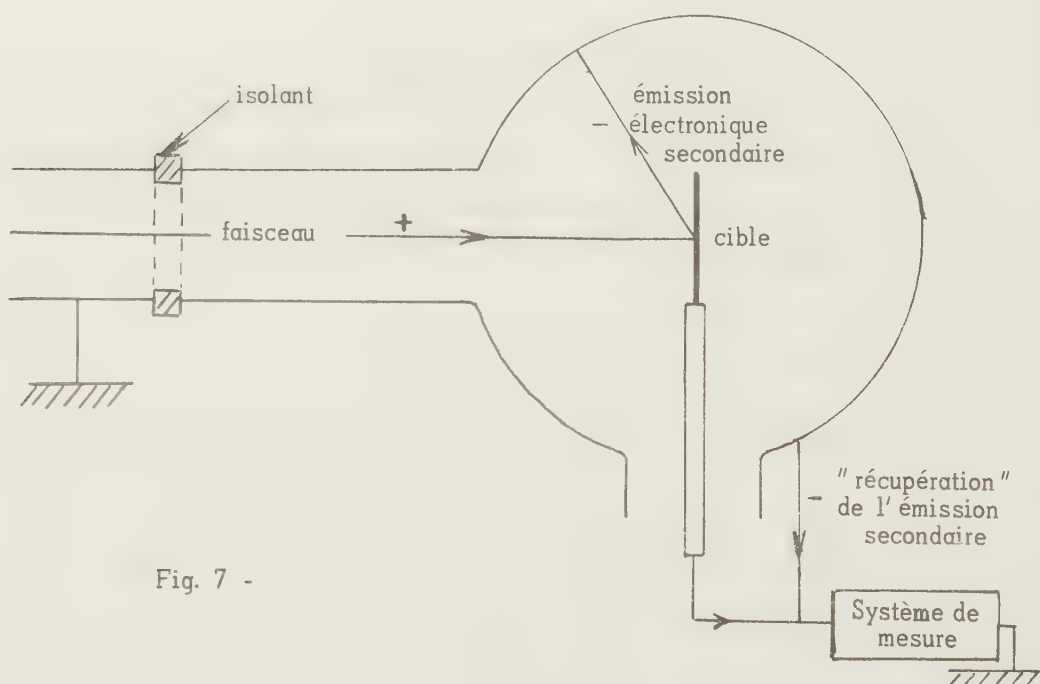


Fig. 7 -

B) Normalisation par rapport à l'un des détecteurs (Moniteur) -

Si, pour différentes positions angulaires du détecteur, on désire évaluer les valeurs relatives des sections efficaces différentielles des neutrons pro-

duits au cours des réactions nucléaires étudiées (distributions angulaires), on peut utiliser la normalisation précédente. Cependant, si l'expérience dure longtemps, l'usure du matériau constituant la cible rend cette normalisation imprécise. Aussi a-t-on recours à un autre procédé : l'un des détecteurs (moniteur) est maintenu fixe. Il suffit de considérer le spectre de temps de vol qui lui est associé pour normaliser les sections efficaces.

9 - Etalonnage en efficacité des détecteurs à neutrons. Seuil de détection -

Il existe certaines réactions nucléaires simples pour lesquelles les sections efficaces différentielles absolues des neutrons associés sont connues. Elles peuvent servir de référence pour étalonner le détecteur en efficacité. Pour assurer la variation d'énergie des neutrons détectés, il suffit de modifier la position angulaire du détecteur.

La plage d'analyse en énergie est fixée par une dynamique égale à 10 (imposée par les circuits intégrés relatifs à la discrimination neutron-gamma).

A) Premier réglage des détecteurs -

Dans une première série d'expériences, nous avons travaillé dans les conditions d'efficacité de la figure 8-a. L'étalonnage a été assuré en considérant la réaction $D(d, n)^3\text{He}$ (30) (cible de deutérium occlus bombardée par des deutons de 4 MeV). Nous n'avons évalué que des valeurs relatives de l'efficacité. Les neutrons de plus faible énergie détectés permettent de fixer une limite supérieure du seuil de détection.

B) Deuxième condition de fonctionnement de l'un des détecteurs (détecteur protégé) (Fig. 8-b) -

Le seuil de détection a été abaissé afin d'essayer de mettre en évidence de façon plus précise certains niveaux excités peu connus du Fluor 19 (autour de 8 MeV d'excitation) au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$. Cette diminution du seuil de détection se fait au détriment de l'analyse des neutrons de grande énergie, condition imposée par la dynamique.

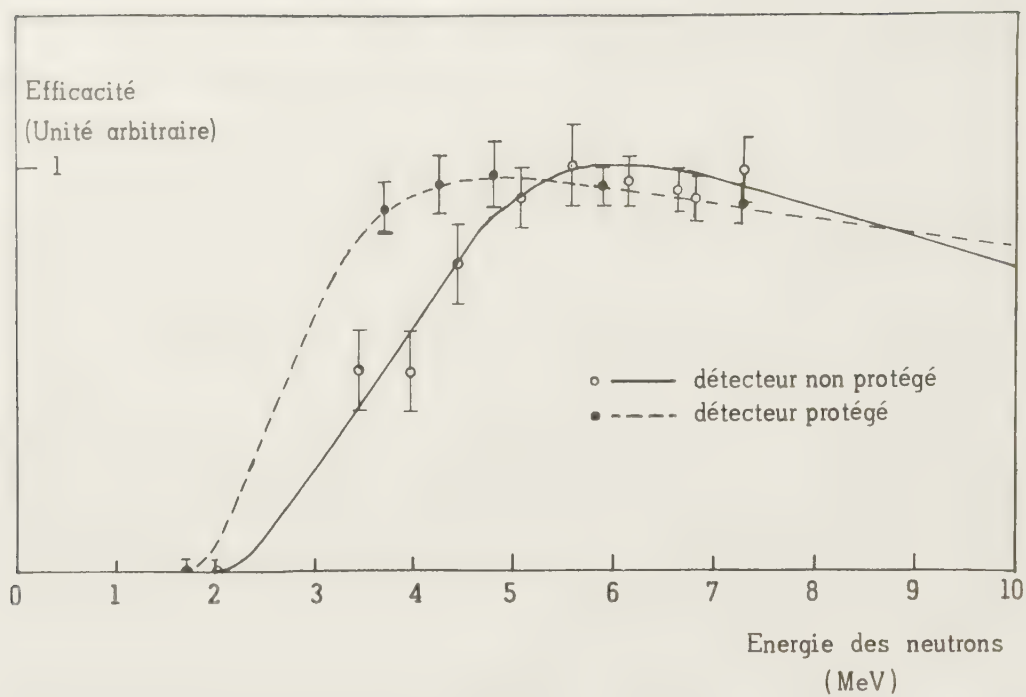


Fig. 8-a.- Etalonnage en efficacité des détecteurs (1er réglage) -

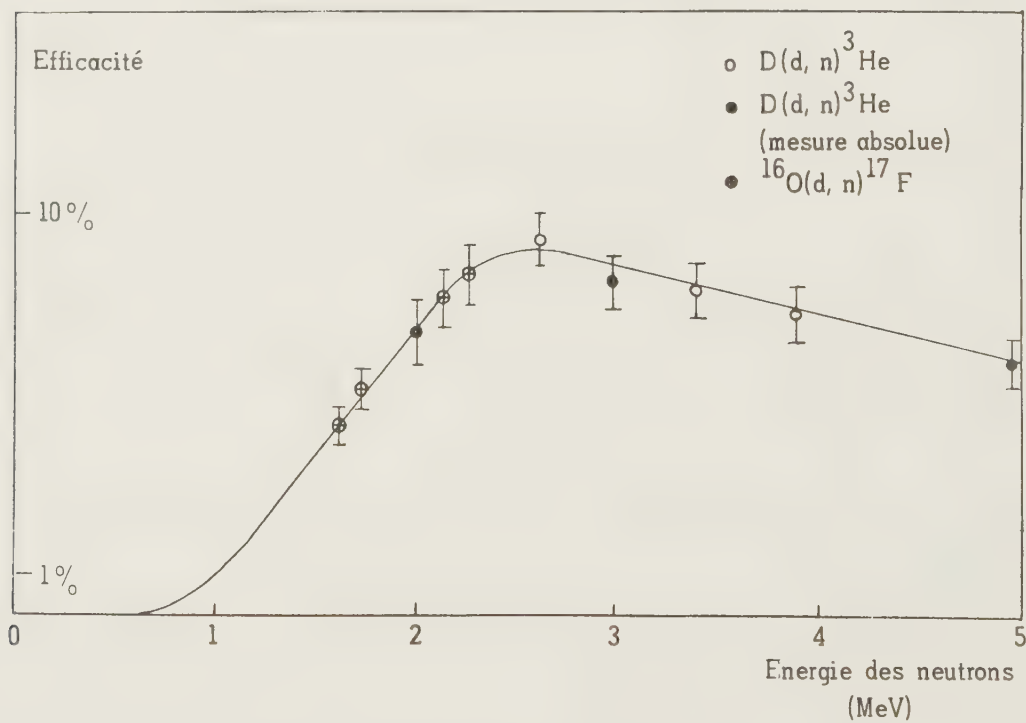
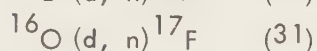
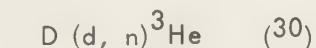


Fig. 8-b.- 2ème réglage

Les réactions connues utilisées pour l'étalonnage en efficacité sont les suivantes :



Au cours de cet étalonnage, nous avons mesuré la valeur absolue de l'efficacité en considérant la première de ces réactions. La cible était constituée de deutérium maintenu dans une cellule à gaz sous une pression de 500 g. La fenêtre mince en nickel d'épaisseur $e = 1,75 \mu$ correspondait à une absorption de l'énergie des deutons : $\Delta E_d = 150 \text{ keV}$ pour une énergie $E_d = 4 \text{ MeV}$.

C) Rendement électronique de l'installation -

Le temps mort fixe $\tau = 200 \mu\text{s}$ de l'installation électronique nécessaire à l'analyse de chaque événement impose une limitation à l'efficacité si le taux de comptage est trop important. Le problème se pose ainsi : quel est le nombre d'événements N analysables par unité de temps à ne pas dépasser pour avoir un rendement électronique raisonnable, disons 95 % ? Un calcul simple conduit à $N = 260$ événements par seconde.

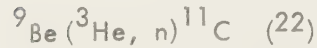
Dans toutes les expériences effectuées au cours de ce travail, nous n'avons pas dépassé cette limite. Nous n'avons ainsi pas eu à faire intervenir ce type de correction dans notre exploitation.

10 - Etalonnage en temps de l'installation. Performances -

A) Etalonnage en temps -

Nous utilisons le spectre en temps de vol des neutrons associés à une réaction aboutissant à un noyau dont certains niveaux nucléaires ont une énergie d'excitation connue.

Nous avons utilisé les réactions suivantes :



La figure 9 illustre la façon d'obtenir la droite d'étalonnage en utilisant la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, n){}^{11}\text{C}$.

B) Linéarité - Stabilité -

La figure 9 témoigne de l'excellente linéarité de la chaîne. L'influence de la dérive de linéarité sur la résolution en temps est négligeable, même pour une expérience de longue durée (une journée d'accumulation).

C) Evaluation de la résolution en temps -

a) - Evaluation expérimentale de la résolution en temps ΔT .

Au cours des expériences réalisées dans ce travail, la résolution en temps avait pour valeur $\Delta T = 4,2$ ns pour des neutrons de 4 MeV pour la réaction ${}^{18}\text{O}(d, n){}^{19}\text{F}$. Elle est légèrement supérieure à 5 ns pour des neutrons de même énergie dans le cas de la réaction ${}^{18}\text{O}({}^3\text{He}, n){}^{20}\text{Ne}$.

Nous pouvons illustrer l'estimation de cette résolution en considérant le spectre de la figure 11, page 49 par exemple. Il s'agit du spectre de temps de vol des neutrons associés à la réaction ${}^{18}\text{O}(d, n){}^{19}\text{F}$ (détecteur placé dans la position angulaire $\theta = 5^\circ$ et situé à 6 m de la cible). Considérons par exemple le groupe de neutrons n_3 (neutrons de 5,85 MeV). La largeur à mi-hauteur est de 5,5 canaux. Comme la pente de conversion déterminée d'après la droite d'étalonnage est de 0,7 ns par canal, la résolution correspondant à n_3 est : $\Delta T = 3,9$ ns. Ceci correspond dans ce cas à une résolution énergétique $\Delta E_n = 0,25$ MeV ($\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \frac{\Delta t}{t} = 4,3 \%$).

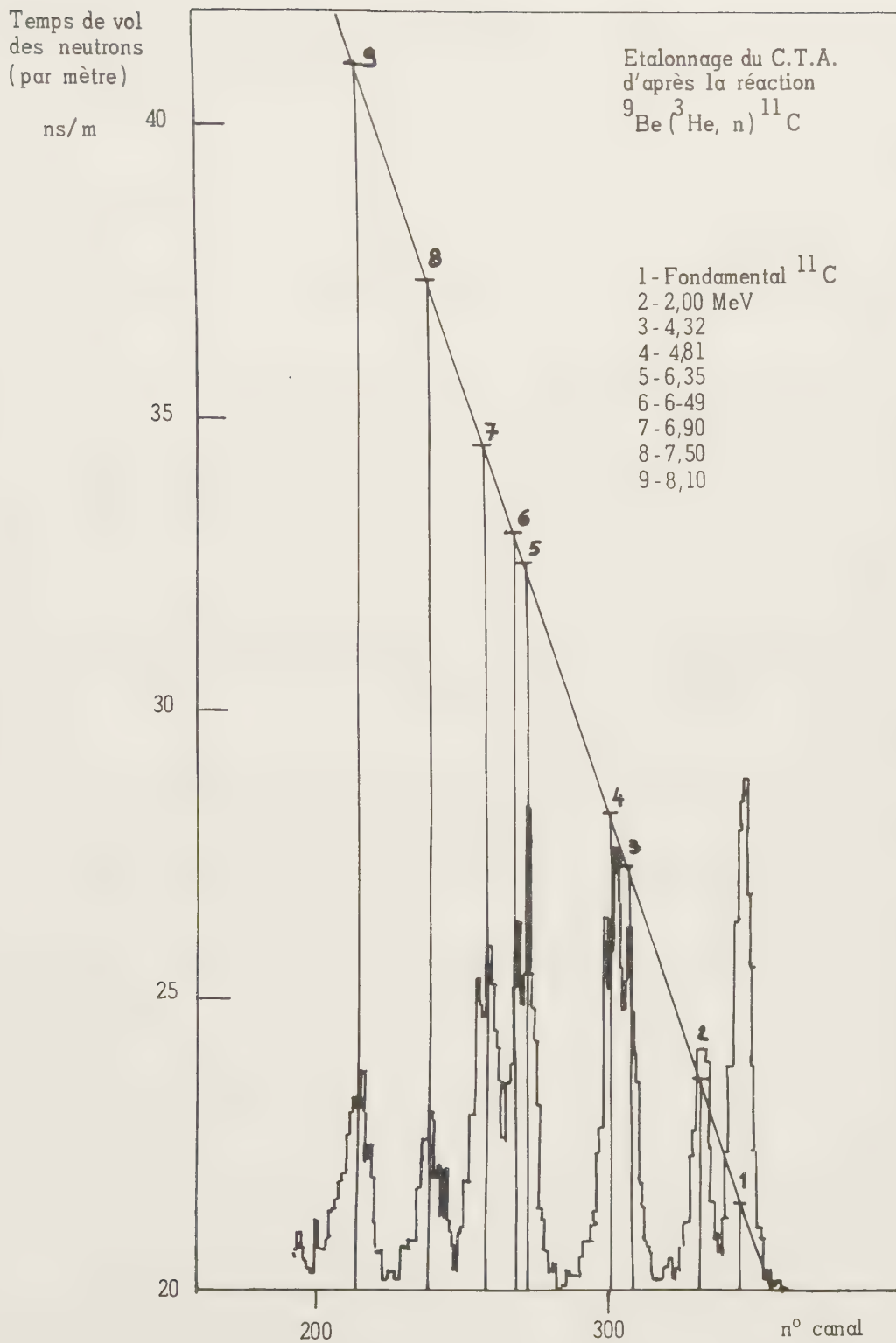


Fig. 9.- Linéarité du C T A -

b) - Principales causes de cet élargissement -

Il est facile de relier l'élargissement en temps ΔT à la dispersion en énergie ΔE_n des neutrons :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E_n}{E_n}$$

Ce qui donne pour une base de temps donnée L :

$$\Delta T = \frac{72,3}{2} L E_n^{-3/2} \Delta E_n$$

Dans cette expression, les temps sont exprimés en nanosecondes, les longueurs en mètres et les énergies de neutrons en MeV.

La dispersion expérimentale ΔT est approximativement la somme quadratique de différentes contributions dont les principales sont les suivantes (les autres étant considérées comme négligeables) :

- (i) Une dispersion Δt associée à la naissance de l'événement neutron.
- (ii) Une dispersion $\Delta t'$ liée à la prise de temps "faisceau" (Time-Pick-Up).
- (iii) Une dispersion $\Delta t''$ liée à la détermination de l'instant de détection.

Nous allons analyser brièvement les différentes causes de cet élargissement.

c) - Dispersion Δt -

Nous regroupons dans cette incertitude les éléments suivants :

- (i) La largeur Δt_1 du paquet d'ions incidents (deutons ou ^3He). Dans le cas idéal de fonctionnement, l'accélérateur fournit un faisceau pulsé dont

la largeur des impulsions est de 4 ns et le dispositif de balayage synchrone permet de réduire cette largeur à 1,6 ns.

En premier lieu, la largeur des impulsions fournies par l'accélérateur au niveau du dispositif de balayage synchrone dépasse 4 ns du fait de la pulsation de la source elle-même et de la fluctuation en temps de vol des particules incidentes dont les causes essentielles sont les suivantes :

– L'imprécision sur l'énergie du faisceau incident peut être estimée à $\frac{\Delta E_i}{E_i} \simeq 10^{-3}$. En évaluant la distance séparant la sortie de l'accélérateur du dispositif de balayage synchrone à $L = 25$ m environ, on peut estimer la fluctuation en temps de vol correspondante :

$$\begin{aligned} \text{Deutons de 4 MeV : } \Delta t &= \frac{72,3}{2} \sqrt{2} \quad L E_i^{-3/2} \quad \Delta E_i = 0,64 \text{ ns} \\ \text{Particules } {}^3\text{He de 4 MeV : } \Delta t &= \frac{72,3}{2} \sqrt{3} \quad L E_i^{-3/2} \quad \Delta E_i = 0,78 \text{ ns} \end{aligned}$$

– Une fluctuation de parcours même faible des particules incidentes due à l'optique du faisceau peut jouer un rôle important. Ainsi, une variation de 1 cm correspond à un écart de 0,51 ns sur le temps de parcours des deutons (0,62 ns sur le temps de parcours des particules ${}^3\text{He}$).

En second lieu, l'optique associée au balayage synchrone n'est pas parfaite.

Pratiquement, Δt_1 ne peut être réduit à moins de 3 ns.

(ii) L'épaisseur de la cible entraîne une dispersion en énergie des particules incidentes, ce qui implique une dispersion en temps des neutrons produits au cours de la réaction. L'épaisseur de la cible est basée sur un compromis entre le rendement de l'expérience et l'élargissement Δt_2 . On admet une dispersion maximale de 100 keV sur l'énergie du faisceau incident.

Considérons des neutrons ayant une énergie de 4 MeV parcourant une longueur $L = 5$ m. L'incertitude sur l'énergie des neutrons ΔE_n sera infé-

rière à 100 keV. Prenons pour ΔE_n sa limite supérieure : $\Delta E_n = 100 \text{ keV}$. La dispersion correspondante aura pour valeur $\Delta t_2 = 2,24 \text{ ns}$.

d) - Dispersion $\Delta t'$ -

$\Delta t'$ est associée à la fluctuation Δs_1 du seuil s_1 de définition en temps (discriminateur du Time-Pick-Up) et à l'électronique du circuit de la prise de temps.

On peut estimer $\Delta t' \simeq 1 \text{ ns}$.

e) - Dispersion $\Delta t''$ -

Une des causes de cet élargissement est la contribution $\Delta t''$ de la largeur moitié du détecteur à neutrons ΔL (imprécision sur la base de temps). Son expression est simple :

$$\Delta t''_1 = \frac{\Delta L}{V} = \frac{72,3}{\sqrt{E_n}} \Delta L$$

Pour des neutrons de 4 MeV et pour $\Delta L = 2,25 \text{ cm}$, $\Delta t''_1 = 0,8 \text{ ns}$

Deux autres sources d'incertitude sont également à considérer dans $\Delta t''$:

(i) La fluctuation du temps de transit dans le photomultiplicateur $\Delta t''_2$.

(ii) A la prise de temps est associé un discriminateur : la fluctuation du seuil entraîne une contribution $\Delta t''_3$. L'ensemble de ces deux dispersions électroniques varie légèrement avec la gamme d'énergie des neutrons détectés et reste de l'ordre de 1 ns.

f) - Discussion -

De cette analyse, il apparaît que la cause essentielle de la dispersion en temps est l'élargissement des paquets d'ions incidents.

Actuellement, il est prévu une amélioration de la définition en temps, en optimisant les paramètres suivants :

- (i) Pulsation de la source d'ions et optique du faisceau.
- (ii) Optique associée au balayage synchrone.
- (iii) Optique et électronique liées à la prise de temps faisceau.

D'autre part, un nouveau système de discrimination de forme (ELRON) donnera plus de souplesse au montage avec un accroissement important de la dynamique.

II - EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX -

L'analyse des spectres de temps de vol (comme celui de la figure 12 par exemple) nous permet d'accéder à deux types de renseignements :

(i) La position n (numéro du canal) du centroïde de chaque contribution est liée à l'énergie d'excitation des niveaux nucléaires du noyau résiduel peuplés au cours de la réaction.

(ii) L'intensité $\mathcal{N}$ de chaque contribution est proportionnelle à la section efficace différentielle de diffusion des neutrons correspondants.

1 - Détermination de l'énergie d'excitation des états nucléaires peuplés au cours de la réaction -

A) Spectrométrie des neutrons par temps de vol -

Le temps de vol des neutrons par unité de longueur est lié à n par une fonction linéaire.

Les principales causes d'incertitude sont :

(i) L'imprécision sur les paramètres associés à la réaction étalon : position des contributions et énergie d'excitation des niveaux nucléaires correspondants.

(ii) L'imprécision sur la position du centroïde Δn , d'autant plus réduite que la statistique est bonne et le bruit de fond faible.

Les limites de l'énergie d'excitation de l'état nucléaire considéré correspondantes à $t - \Delta t$ et $t + \Delta t$ sont déterminées à l'aide d'un programme de cinématique.

On obtient ainsi une erreur de l'ordre de 50 à 60 keV sur l'énergie d'excitation de la plupart des états nucléaires étudiés dans le cas de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ (table 2). Elle peut dépasser 100 keV pour la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ (table 6).

B) Spectrométrie gamma -

Lorsque les neutrons associés à plusieurs états nucléaires ne sont pas séparés dans le spectre en temps de vol (cas du groupe n_1 des neutrons produits au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ par exemple : fig. 12), le spectre gamma permet parfois de fournir des renseignements supplémentaires.

La précision sur l'énergie des rayonnements gamma est de l'ordre de 1 à 2 keV pour une énergie de 1,5 MeV environ.

2 - Détermination des sections efficaces différentielles de diffusion des neutrons associés aux réactions étudiées -

A) Forme de la section efficace différentielle -

Elle est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\Omega) = \frac{L^2}{s} \cdot \frac{1}{J} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{\mathcal{N}(\Omega)}{\epsilon}$$

s est la surface du détecteur et L sa base de temps

J est le nombre de particules arrivant sur la cible pendant la durée d'une expérience

N est le nombre d'atomes diffuseurs par unité de surface perpendiculaire à la direction du faisceau

ϵ est l'efficacité du détecteur pour les neutrons considérés

$\mathcal{N}(\Omega)$ est le nombre d'événements détectés dans l'angle solide $d\Omega = \frac{s}{L^2}$ pendant la durée d'une expérience.

B) Mesure de la section efficace différentielle -

a) - Utilisation d'un détecteur moniteur (distributions angulaires) -

La section efficace $\sigma(\Omega)$ peut prendre la forme :

$$\sigma(\Omega) = \frac{K}{\epsilon} \mathcal{N}(\Omega) \frac{L^2}{I} \quad \text{où } K \text{ est une constante}$$

I est l'intégrale des événements (associés à la réaction étudiée pendant la durée de l'expérience) relative à une ou plusieurs contributions du spectre de temps de vol d'un détecteur fixe (moniteur).

Principales causes d'incertitude

La contribution $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$ n'intervient de façon notable que pour des neutrons de faible énergie dans une région où l'efficacité varie rapidement.

La principale contribution est le terme $\frac{\Delta n}{n}$.

b) - Mesure d'une section efficace absolue -

Les causes principales d'incertitude sont :

(i) $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$: imprécision sur l'efficacité

(ii) $\frac{\Delta n}{n}$: imprécision sur l'intensité de la contribution

(iii) $\frac{\Delta N}{N}$: imprécision sur le nombre d'atomes diffuseurs par unité de surface perpendiculaire au faisceau. Elle est difficile à évaluer, car elle est imputable principalement à l'inhomogénéité du dépôt d'oxyde de tungstène et à son instabilité chimique. C'est la cause d'erreur la plus importante, nous pouvons l'estimer à environ 30 %.

(iiii) $\frac{\Delta J}{J}$: imprécision sur la mesure de la charge du faisceau. Nous avons vu qu'elle était réduite en grande partie grâce à un dispositif de récupération du courant de fuite électronique parasite.

C) Evaluation de l'intensité de chaque contribution -

a) - Forme du bruit de fond -

L'oxygène 18 se présente sous la forme d'oxyde de tungstène W_4O_{11} déposé sur un support de tantale. Afin d'estimer la forme du bruit de fond, nous avons étudié les spectres (d, n) et (^3He , n) en utilisant comme cible le seul support de tantale. La forme obtenue, malgré un bruit de fond plus important dans le cas d'une réaction (d, n), est approximativement linéaire. Nous avons admis que cette forme était conservée au cours des réactions étudiées malgré la présence possible d'un fond neutron supplémentaire imputable à la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, ^4\text{He}, n)^{16}\text{O}$ lors de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$.

b) Evaluation de η -

Dans le cas de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$, certaines contributions bien isolées sont facilement accessibles.

Cependant, certaines raies relatives à la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ sont mal séparées. Nous avons recours dans ce cas à une exploitation mathématique des spectres.

c) Programme d'exploitation des spectres de temps de vol -

a) Un programme mis au point en collaboration avec C. LEBRUN (Laboratoire de Spectroscopie Nucléaire de la Faculté des Sciences de Nantes) permet de lisser les courbes expérimentales et de déduire la position et l'intensité des différentes contributions du spectre de temps de vol des neutrons. Les calculs sont effectués sur la calculatrice électronique IBM 1130 de la Faculté des Sciences de Nantes.

Si l'on considère un spectre de temps de vol de neutrons dont certaines raies sont bien isolées ($^9\text{Be}(^3\text{He}, n)^{11}\text{C}$ ou $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ par exemple) il est intéressant de rechercher une forme mathématique simple qui permette de les lisser. Une courbe de Gauss répond à la question. Nous avons ainsi assimilé les spectres de temps de vol de neutrons à une série de contributions gaussiennes.

Chaque contribution i est définie par la position de son centroïde n_i et par sa largeur à mi-hauteur l_i .

Les données introduites dans le programme sont les suivantes :

(i) Contenu expérimental des différents canaux.

(ii) Bruit de fond (supposé de forme linéaire) défini par les coordonnées de deux points extrêmes estimées d'après le spectre de temps de vol des neutrons.

(iii) Les largeurs à mi-hauteur l_i ont une très faible variation continue que nous avons assimilée à une portion de parabole en fonction du numéro de canal n : $l = an^2 + bn + c$; a , b , c sont entièrement définis par la donnée des coordonnées de trois points. Les largeurs l_i ont été déterminées à l'aide de réactions connues fournissant des contributions bien séparées.

(iiii) Les données précédentes ne sont pratiquement pas modifiées au cours des différents essais. L'ensemble de valeurs $\{n_i\}$, positions des différentes contributions, est essentiellement l'ensemble de paramètres à ajuster.

L'organigramme simplifié du programme d'exploitation des résultats est représenté sur la figure 10. L'impression des résultats et le tracé des courbes expérimentales et théoriques sont obtenus au cours de chaque essai grâce à un test de position de clés manoeuvrées manuellement.

β) Recherche du meilleur ensemble de paramètres $\{n_i\}$

Nous définissons une droite d'étalonnage à partir d'une réaction connue. Cependant, il y a toujours une petite incertitude sur sa position géométrique comprise entre deux limites. Sa pente interviendra ainsi comme un paramètre à ajuster à l'intérieur de ces limites.

Les contributions n_i sont introduites par la donnée du temps de vol t_i des neutrons correspondants (obtenu d'après l'énergie d'excitation de l'état nucléaire associé par l'intermédiaire du programme de cinématique). n_i est déterminé en fonction de t_i grâce à la droite d'étalonnage qui donne le meilleur lissage des spectres pour un ensemble $\{t_i\}$ donné.

La principale difficulté est de déterminer l'ensemble $\{t_i\}$ qui fournira les meilleurs résultats.

Nous pouvons à priori limiter le nombre d'essais par une étude préalable du spectre en recherchant les contributions les plus apparentes. Il est possible d'autre part d'utiliser d'autres résultats expérimentaux en refusant les niveaux nucléaires n'obéissant pas aux règles de sélection.

Nous ferons la recherche du meilleur ensemble $\{n_i\}$ pour un spectre correspondant à une position angulaire bien définie du détecteur. Il sera nécessaire ensuite de s'assurer que cet ensemble est satisfaisant pour les autres positions angulaires du détecteur.

Nous garderons l'ensemble de valeurs qui donnera le meilleur lissage possible pour toutes les positions angulaires étudiées.

La figure 11 est une illustration d'un spectre lissé par ce procédé. Il s'agit d'une portion du spectre de temps de vol des neutrons associés à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$. La hauteur des traits verticaux correspond à celle des contributions gaussiennes. La lettre P indique les niveaux nucléaires parasites étrangers au Fluor 19.

γ) Dans le cas des contributions relativement bien séparées, l'estimation de la précision sur $\mathcal{N}$ est uniquement statistique.

Cependant, pour une contribution mal isolée, il sera nécessaire d'apprécier une erreur quasi-indépendante de la précédente attribuée à la qualité du lissage. L'erreur totale est alors appréciée à partir des écarts calculés à l'aide du programme.

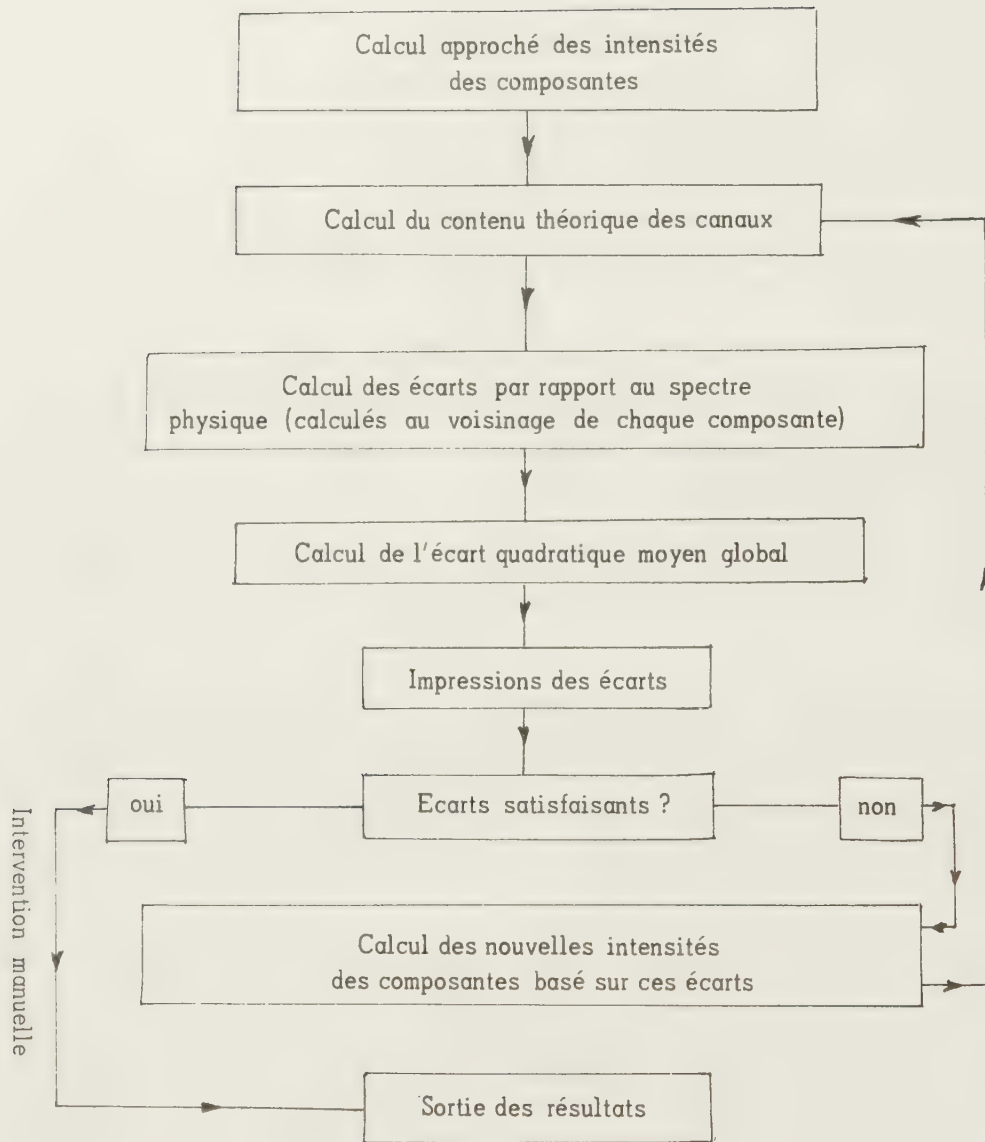


Fig. 10.- Organigramme simplifié du programme d'exploitation des résultats.

Réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F} - \theta_{\text{lab.}} = 5^\circ$

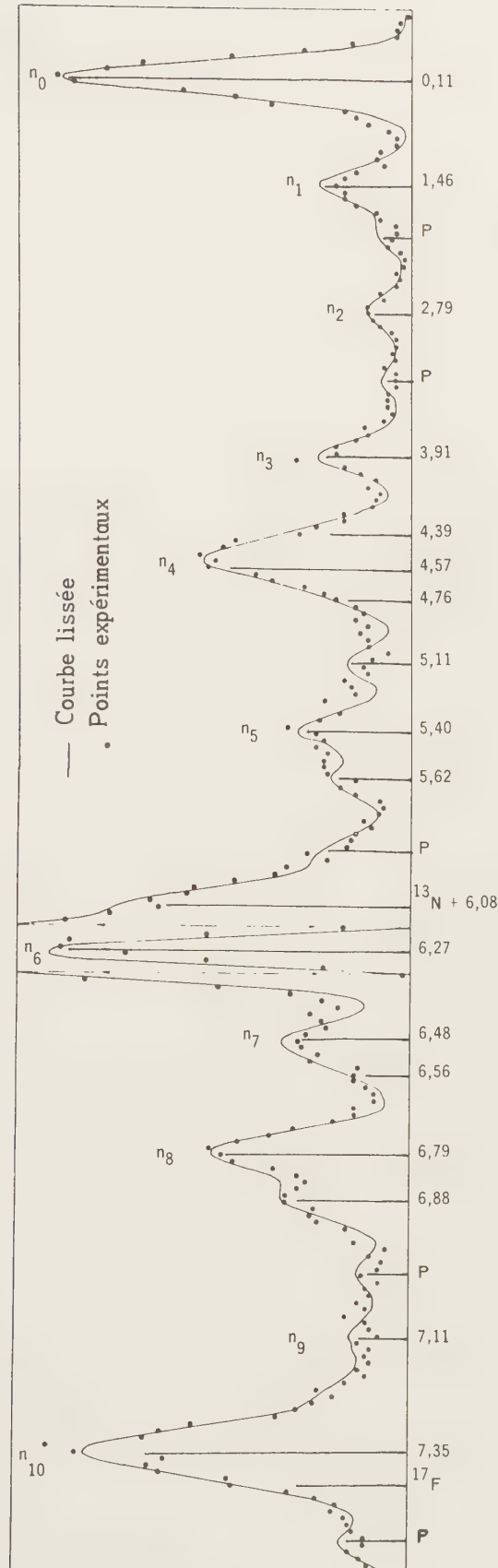


Fig. 11.— Lissage d'un spectre expérimental

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - ETUDE DE LA REACTION $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$.

Le Fluor 19 a été très étudié du point de vue théorique. Les premiers calculs de modèle en couches décrivant les états de parité normale du Fluor 19 ont été faits par J.P. ELLIOT et B.H. FLOWERS (21) et M.G. REDLICH (33) en considérant le noyau de Fluor 19 comme un ensemble composé de trois nucléons couplés à un cœur d'oxygène 16. Une autre étude des niveaux du Fluor 19 fondée sur le modèle rotationnel a été faite par E.B. PAUL (34) et aussi par G. RAKAVY (35). Tout récemment, comme nous le verrons, des études théoriques, dans le cadre du modèle en couches tout particulièrement, ont été faites sur ce corps. Les niveaux de faible excitation sont connus expérimentalement depuis quelques années (32) mais un grand effort est encore nécessaire pour fournir des renseignements spectroscopiques sur les niveaux d'énergie relativement élevée peu connus. Seuls des résultats récents ont permis une exploration de la zone d'énergie d'excitation de 7 à 10 MeV grâce à la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ à 16 MeV (36). Cependant les auteurs signalent la difficulté suivante : pour les fortes énergies d'excitation, le moment de transfert l du proton est difficile à déduire de la forme des distributions angulaires car celle-ci est peu modifiée pour des valeurs de l différentes. Dans le cas de la réaction que nous avons étudiée, la variation de la forme des distributions angulaires pour diverses valeurs de l est très sensible. Nous avons pu ainsi lever des ambiguïtés signalées par les précédents auteurs. D'autre part, nous avons pu peupler un niveau correspondant à $l = 1$ à 7,52 MeV d'excitation non observé dans le cas de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$.

1 - Détermination expérimentale de l'énergie d'excitation des niveaux nucléaires du Fluor 19 -

A) Spectrométrie des neutrons par temps de vol -

La figure 12 représente deux spectres de temps de vol des neutrons produits au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ obtenus pour deux positions différentes du détecteur protégé (réglage en efficacité correspondant à celui de la figure 8-a). L'étude de ces spectres conduit aux résultats de la table 2.

Une première analyse qualitative nous conduit à remarquer que nous obtenons un peuplement des niveaux semblable à celui de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ (autre réaction de transfert d'un proton)⁽³⁶⁻³⁸⁾. Jusqu'à 7 MeV d'excitation, nous retrouvons sensiblement les résultats obtenus par K. GUL et coll. ⁽³⁹⁾ au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ (énergie incidente de 2,74 MeV). Afin de comparer le peuplement des niveaux faiblement excités (non séparés dans le spectre de temps de vol) avec celui obtenu par l'intermédiaire de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$, nous nous sommes référés au spectre gamma associé à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$.

B) Spectrométrie gamma -

a) Le spectre gamma associé à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ est représenté sur la figure 13. Les raies identifiées ainsi que les attributions possibles sont présentées sur la table 3.

Afin de faciliter l'identification des raies, nous avons comparé ce spectre au spectre gamma associé à la réaction $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F}$ et au spectre "bruit de fond" obtenus dans les mêmes conditions (même position du détecteur gamma et même nombre de particules incidentes).

La comparaison des différents spectres γ nous permet d'identifier sans ambiguïté les raies γ_1 γ_2 γ_3 γ_4 γ_5 associées à des états faiblement excités du Fluor 19, ces transitions étant très bien établies par ailleurs ⁽³²⁾. Les attributions concernant les rayonnements gammas associés à des niveaux d'énergie supérieure à 3 MeV sont plus délicates. Ceci est lié en particulier au fait que le seuil d'émission α est relativement faible : 4,012 MeV.

b) Le niveau de 3,91 MeV est au-dessous de ce seuil d'émission. H.G BENSON et B.H. FLOWERS (48) rapportent dans leur article les résultats récents de K.W. ALLEN et P.G. LAWSON (réaction $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}^*$) concernant les rapports de branchement relatifs à ce niveau.

3,905 MeV ($J = \frac{3}{2}$) (parité indéterminée)	$\frac{44 \pm 10\%}{16 \pm 5} \rightarrow$	Fondamental
	$\frac{25 \pm 8}{15 \pm 5} \rightarrow$	0,110 MeV
		0,198 MeV
		1,554 MeV

γ_6 peut correspondre à la transition la plus importante (3,905 MeV $\rightarrow$ fondamental) mais l'attribution est délicate car la raie gamma est large (ce qui entraîne une imprécision sur l'énergie) et la présence de la raie parasite (observée également dans le spectre γ associé à la réaction $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F}$) gêne considérablement l'identification.

c) Le niveau de 4,57 MeV est fortement peuplé d'après les spectres de temps de vol de la figure 12. Ce résultat se retrouve dans les spectres associés à la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ (36-38). C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36) attribuent à ce niveau la caractéristique $l = 2$ (l : moment de transfert du proton) et suggèrent l'attribution $J^\pi = \frac{3^+}{2}$ (cependant l'attribution $J^\pi = \frac{5^+}{2}$ n'est pas exclue).

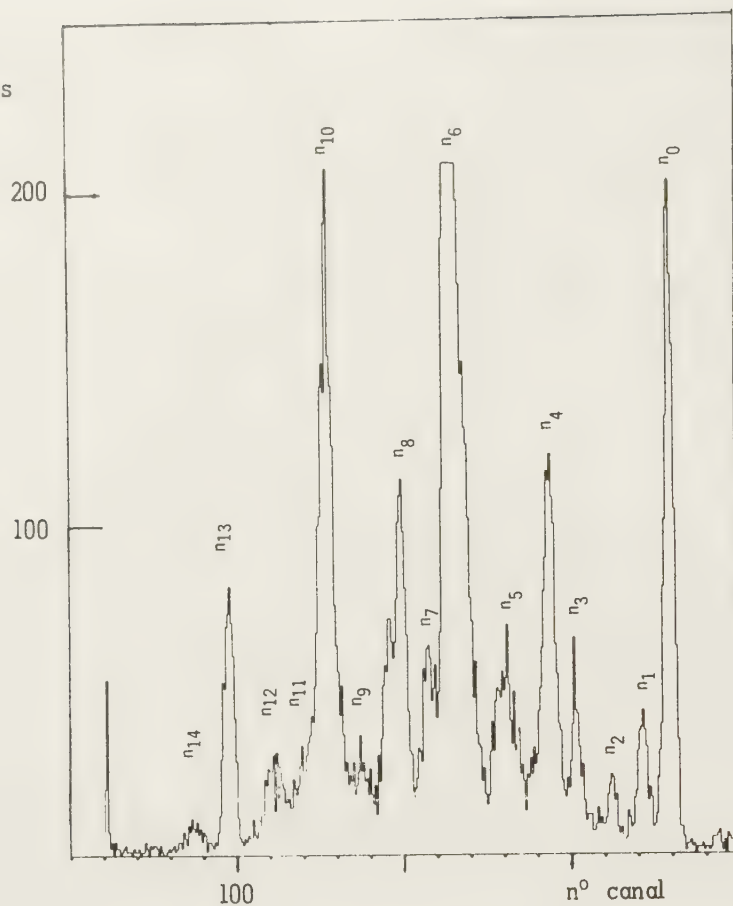
M. F. THOMAS et coll. (83) rapportent dans leur article les résultats concernant le niveau de 4,57 MeV auquel ils associent les caractéristiques $J^\pi = \frac{3^{(+)}}{2}$ (parité incertaine). Ces résultats ont été obtenus au cours de la réaction $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}^*$ ($E_p = 7,5 - 8,5$ MeV). Ces auteurs obtiennent :

$$\text{Largeur } \gamma : \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{\text{total}}} = 0,54 \pm 0,15$$

Rapports de branchements :

4,57 MeV ($J = \frac{3}{2}$)	$\frac{79 \pm 5\%}{17 \pm 5} \rightarrow$	0,110 MeV
	$\frac{4 \pm 4}{15 \pm 5} \rightarrow$	1,56
		1,35

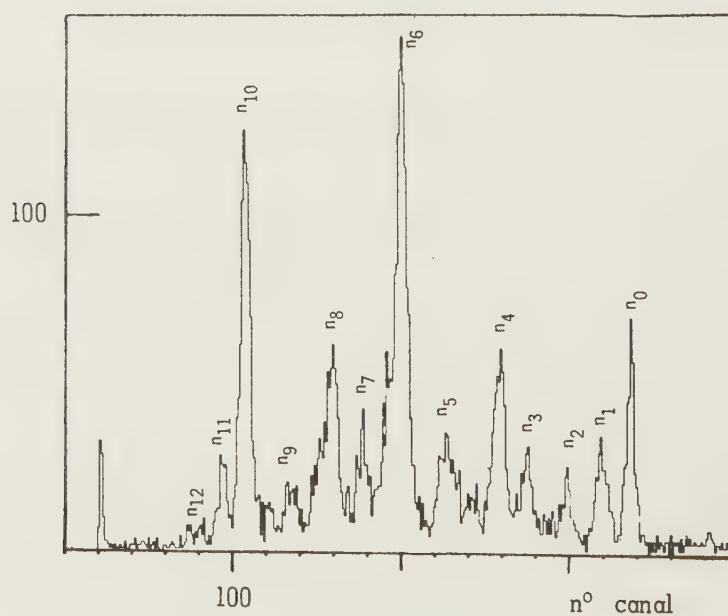
nombre
d'événements
par canal



$^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$

$\theta_{\text{lab.}} = 5^\circ$

Base de temps 6 m



$^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$

$\theta_{\text{lab.}} = 25^\circ$

Base de temps 6,6 m

Fig. 12 -

Table 2

Spectrométrie des neutrons par temps de vol (Fluor 19)

Groupe de neutrons	Energie d'excitation des niveaux nucléaires du Fluor 19 correspondants (en MeV)	Imprécision sur l'énergie d'excitation (en MeV)
n_0	0,11	0,06
n_1	1,46	0,06
n_2	2,79	0,07
n_3	3,91	0,06
n_4	4,39	0,06
	4,57	0,05
	4,76	0,06
n_5	5,11	0,07
	5,40	0,05
	5,62	0,07
n_6	Fondamental de $^{13}\text{N} : ^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$	
	6,08	0,05
	6,27	0,04
n_7	6,48	0,05
	6,56	0,06
n_8	6,79	0,04
	6,88	0,06
n_9	7,12	0,04
n_{10}	7,35	0,04
	Fondamental de $^{17}\text{F} : ^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$	
n_{11}	7,52	0,04
n_{12}	7,67	0,04
n_{13}	1 ^{er} niveau excité de $^{17}\text{F} : ^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$	
n_{14}	8,13	0,04

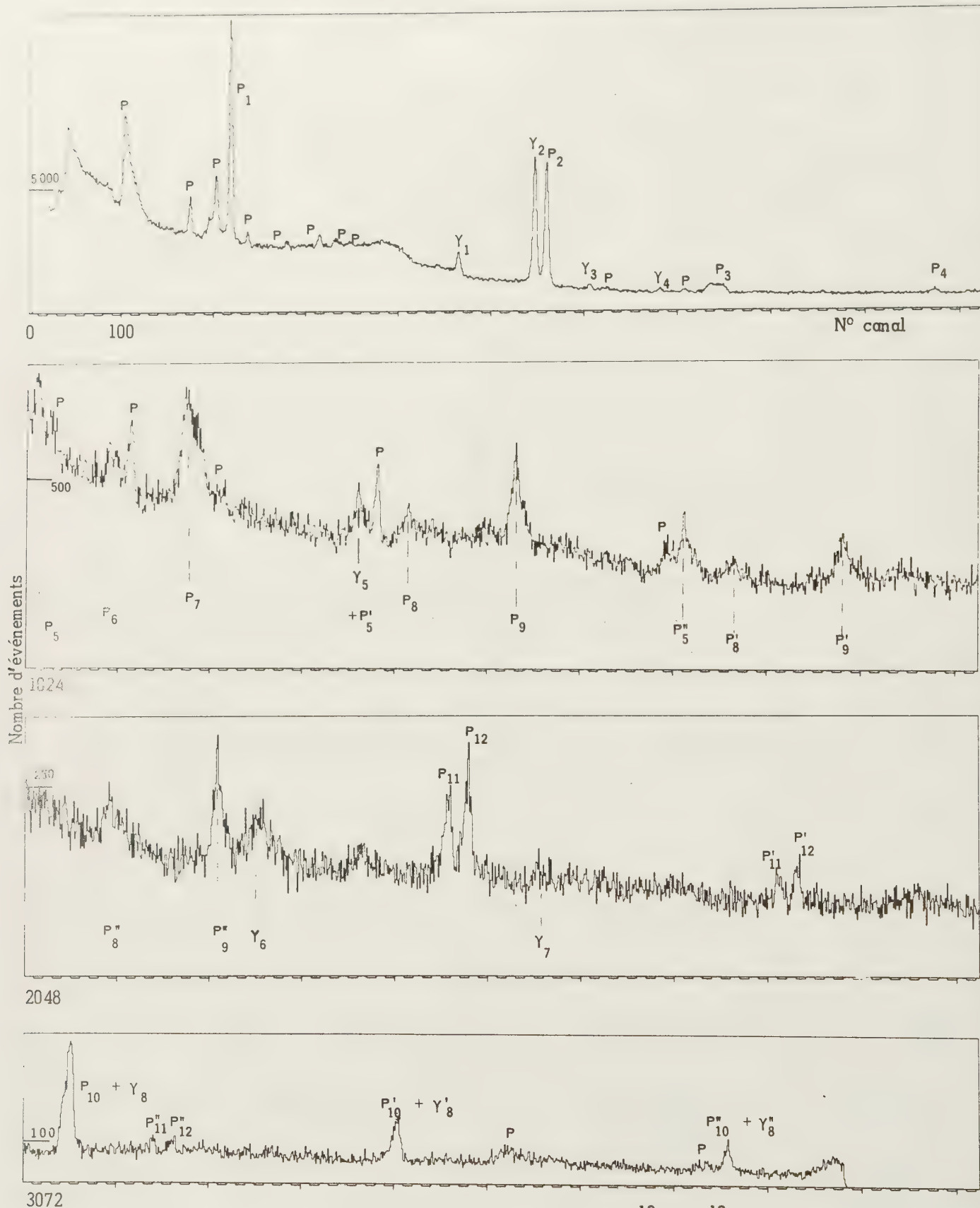


Fig. 13.— Spectre γ associé à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$

Table 3

Transitions γ pouvant être attribuées à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$.

Raies gammas	Energie E_γ du rayonnement γ (en MeV)	ΔE_γ (en MeV)	Réaction	Attribution (énergies en MeV)	Ref.
γ_1	1,235	0,001	$^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$	$1,345(\frac{5^-}{2}) \xrightarrow{100\%} 0,110(\frac{1^-}{2})$	32
γ_2	1,356	0,001		$1,553(\frac{3^+}{2}) \xrightarrow{94\%} 0,197(\frac{5^+}{2})$	32
γ_3	1,443	0,001		$1,553(\frac{3^+}{2}) \xrightarrow{6\%} 0,110(\frac{1^-}{2})$	32
γ_4	1,553	0,002		$1,553(\frac{3^+}{2}) \xrightarrow{< 4\%} \text{Fondamental } \frac{1^+}{2}$	32
γ_5	2,583	0,002		$2,780(\frac{9^+}{2}?) \xrightarrow{100\%} 0,197(\frac{5^+}{2})$	32
γ_6	3,920	0,020		$3,91 \xrightarrow{44 \pm 10\%} \text{Fondamental } \frac{1^+}{2}$	48
γ_7	4,360	0,010		$4,56 \xrightarrow{39 \pm 8\%} 0,110(\frac{1^-}{2})$	48
γ_8	6,150	0,020		$6,27(\frac{1^+}{2}) \xrightarrow{\text{E1}} 0,110(\frac{1^-}{2})$	
P_2	1,375	0,001	$^{18}\text{O}(d, p)^{19}\text{O}$	$1,469 \longrightarrow 0,096$	32
P_4	1,982	0,002	$^{18}\text{O}(d, d)^{18}\text{O}^*$	$1,982 \longrightarrow \text{Fondamental}$	32
P_{10}	6,150	0,020	$^{18}\text{O}(d, \alpha)^{16}\text{N}$	$\text{Fondamental } ^{16}\text{N} \xrightarrow{68\%} 6,14 \text{ MeV } ^{16}\text{O}$ $\text{Fondamental } ^{16}\text{O} \xrightarrow{26\%} 6,14 \text{ MeV } ^{16}\text{O}$	32 84 85
P_1	0,870	0,001	$^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{F}$	$0,871 \longrightarrow \text{Fondamental}$	32
P_6	2,193	0,008		$3,058 \longrightarrow 0,871$	32
P_3	1,634- 1,651	raie très large	$^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$	$3,945 \xrightarrow{96\%} 2,312$	32
P_7	2,310- 2,335	raie très large		$2,312 \xrightarrow{100\%} \text{Fondamental}$	32
P_5	3,094	0,003	$^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$	$3,09 \xrightarrow{100\%} \text{Fondamental}$	32
P_8	3,683	0,003		$3,68 \xrightarrow{100\%} \text{Fondamental}$	32
P_9	3,855	0,004		$3,86 \xrightarrow{76\%} \text{Fondamental}$	32

Remarque : les raies considérées comme parasites (cibles ^{12}C et ^{16}O) le sont par comparaison aux autres spectres γ .

D'autre part, des résultats plus récents rapportés dans l'article cité précédemment (48) obtenus par K.W. ALLEN et P.G. LAWSON (réaction $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}^*$) concernant un niveau du Fluor 19 à 4,556 MeV dont les rapports de branchements sont :

4,556 MeV	$\frac{23 \pm 5 \%}{\longrightarrow}$	Fondamental
	$\frac{25 \pm 5}{\longrightarrow}$	0,110
	$\frac{39 \pm 8}{\longrightarrow}$	0,198
	$\frac{6 \pm 2}{\longrightarrow}$	1,345
	$\frac{13 \pm 5}{\longrightarrow}$	1,554

Cependant, les auteurs notent que les rapports de branchements des gammas associés à cet état semblent varier avec l'énergie incidente dans la réaction $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}^*$ ce qui suggère la présence d'un doublet non résolu à cette énergie (même avec un détecteur au germanium) : les niveaux pourraient être rapprochés de moins de 10 keV. Les caractéristiques possibles pour ces niveaux sont : $J^\pi = \frac{5^+}{2}, \frac{3^+}{2}$ ou $\frac{1^+}{2}$.

La raie γ_7 peut être attribuée à la transition la plus importante relative à ces derniers résultats :

$$4,556 \text{ MeV} \xrightarrow{39 \pm 8 \%} 0,198$$

Son intensité reste cependant très faible.

d) Les raies P_{11} ($E_\gamma = 5,240 \pm 0,015 \text{ MeV}$) et P_{12} ($E_\gamma = 5,275 \pm 0,015 \text{ MeV}$) ont été considérées comme parasites car elles apparaissent avec une intensité relative plus importante dans le spectre γ associé à la réaction $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F}$. Ceci exclut l'attribution éventuelle de P_{12} à la transition

$$5,32 \text{ MeV } \left(\frac{1}{2} \frac{3^-}{2} \right) \xrightarrow{100 \%} 0,110 \text{ MeV } \left(\frac{1^-}{2} \right) \quad (32)$$

e) Par contre, les raies γ_8 sont présentes seulement dans le spectre γ obtenu en utilisant la cible d'oxygène 18 et ceci avec une très forte intensité. L'énergie mesurée est $E_\gamma = 6,15 \pm 0,02 \text{ MeV}$.

Le niveau de 6,27 MeV ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$) est très fortement peuplé au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$, ce qui suggère l'attribution :

$$6,27 \pm 0,04 \text{ MeV } (J^\pi = \frac{1}{2}^+) \xrightarrow{\text{E1}} 0,110 \text{ MeV } (J^\pi = \frac{1}{2}^-)$$

Cependant, A.E. LITHERLAND et coll. (86) ont montré que les transitions E1 du Fluor 19 entre les niveaux de faible énergie appartenant à 2 bandes de rotation différentes :

$$\begin{array}{lcl} \frac{3}{2}^- (1,46 \text{ MeV}) & \longrightarrow & \frac{1}{2}^+ (\text{Fondamental}) \\ \frac{1}{2}^- (110 \text{ keV}) & \longrightarrow & \frac{1}{2}^+ (\text{Fondamental}) \end{array}$$

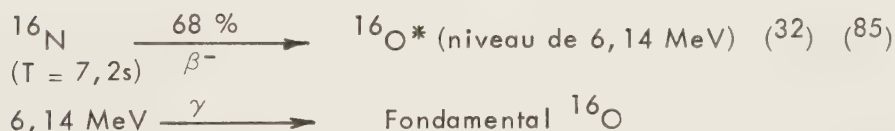
ont une probabilité très faible.

Par analogie, il paraît vraisemblable que la transition E1

$$\frac{1}{2}^+ (6,27 \text{ MeV}) \longrightarrow \frac{1}{2}^- (110 \text{ keV})$$

si elle existe, ne représente qu'une contribution faible par rapport à celle du niveau de 6,14 MeV de ^{16}O résultant de la réaction suivante (32) (84) (85): $^{18}\text{O}(d, \alpha)^{16}\text{N}$ (fondamental) (84)

et des transitions associées :



N.A. BOSTROM et coll. (84) ont trouvé une section efficace totale de la réaction $^{18}\text{O}(d, \alpha)^{16}\text{N}$ (fondamental) de l'ordre de 80 mb pour une énergie incidente de 3 MeV, ce qui est relativement important. D'autre part, ces auteurs observent un rayonnement gamma intense de 6,1 MeV à l'aide d'un détecteur à cristal de NaI qu'ils attribuent à la dernière transition.

f) Détermination des niveaux nucléaires du Fluor 19 associés aux groupes de neutrons n_0 , n_1 et n_2 .

Les niveaux associés aux groupes de neutrons n_0 et n_1 ne sont pas séparés en énergie dans le spectre de temps de vol des neutrons. L'analyse précédente du spectre gamma conduit à penser que les gammas de désexcitation des niveaux du Fluor 19 associés aux groupes de neutrons n_1 et n_2 sont attribuables principalement au peuplement de ces états au cours de la réaction. De ce fait, les rayonnements gammas associés à ces niveaux fournissent une bonne illustration du peuplement relatif de ces états.

α) D'après les énergies gamma mesurées reportées dans la table 2, nous pouvons déduire les énergies d'excitation des niveaux excités associés au groupe n_0 (si toutefois ceux-ci sont peuplés au cours de la réaction, ce que nous déterminerons par l'étude de la distribution angulaire des neutrons du groupe n_0) :

$$n_0 \left\{ \begin{array}{l} 0,110 \pm 0,003 \text{ MeV} \\ 0,197 \pm 0,004 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

β) Nous pouvons également déduire les énergies d'excitation des niveaux associés au groupe n_1 :

$$n_1 \left\{ \begin{array}{l} 1,345 \pm 0,005 \text{ MeV} \\ 1,553 \pm 0,002 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

ce dernier apparaît comme le plus fortement peuplé de ce groupe.

γ) Les transitions associées au niveau de 1,460 MeV (32) :

$$\begin{array}{lll} (1) & 1,460 \text{ MeV} & \xrightarrow{80 \%} 0,110 \text{ MeV} \\ (2) & 1,460 \text{ MeV} & \xrightarrow{20 \%} \text{ Fondamental} \end{array}$$

n'ont pas été identifiées.

Le rayonnement γ associé à (1) ne peut être séparé de γ_2 (résolution de 6 keV). Cependant, le rayonnement γ associé à (2) est pratiquement inexistant. Nous en concluons que le niveau de 1,460 MeV est très peu peuplé au cours de la réaction.

Sur les spectres $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ (réaction de transfert d'un proton) proposés par certains auteurs (36-38), le niveau de 1,460 MeV ($J^\pi = \frac{3}{2}^-$ (32)) apparaît faiblement peuplé par rapport au niveau de 1,553 MeV. Sur un plan purement qualitatif, il n'est pas exclu que nous obtenions des résultats analogues.

δ) Estimation des rapports de branchement des gammas de désexcitation du niveau de 1,553 MeV.

Il semble que γ_2 soit attribuable en quasi-totalité (la contribution de la transition (1) paraissant négligeable) à la transition (3). Nous pouvons nous en assurer en estimant les rapports de branchement des transitions (3), (4,) et (5), nous obtenons :

(3)	1,553 MeV	$\xrightarrow{93 \%}$	0,197 MeV
(4)	1,553 MeV	$\xrightarrow{4 \%}$	0,110
(5)	1,553 MeV	$\xrightarrow{3 \%}$	Fondamental

Ces résultats sont en bon accord avec ceux donnés dans les tables de F. AJZENBERG - SELOVE et T. LAURITSEN (32).

ε) On déduit comme énergie d'excitation du niveau associé à n_2 :

$$2,780 \pm 0,005 \text{ MeV}$$

2 - Distributions angulaires - Mécanisme de la réaction - Déduction des renseignements spectroscopiques -

A) Analyse des distributions angulaires -

a) Les distributions angulaires correspondant aux groupes de neutrons n_0 — neutrons associés au niveau de 6,27 MeV (appartenant au groupe n_6) — n_8 — n_{11} — n_{12} — n_{14} ont été étudiées. Elles sont représentées sur les figures 14 à 19. (Sur ces figures le moment de transfert l est noté L). E_x indique l'énergie d'excitation de l'état.

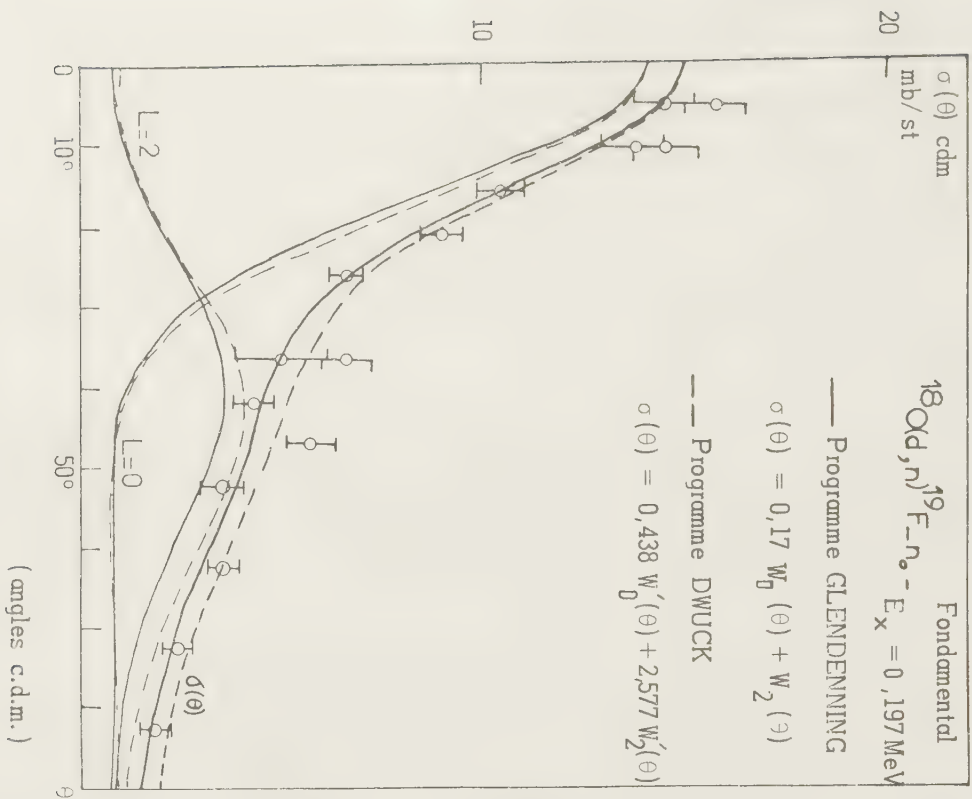


Fig. 14 -

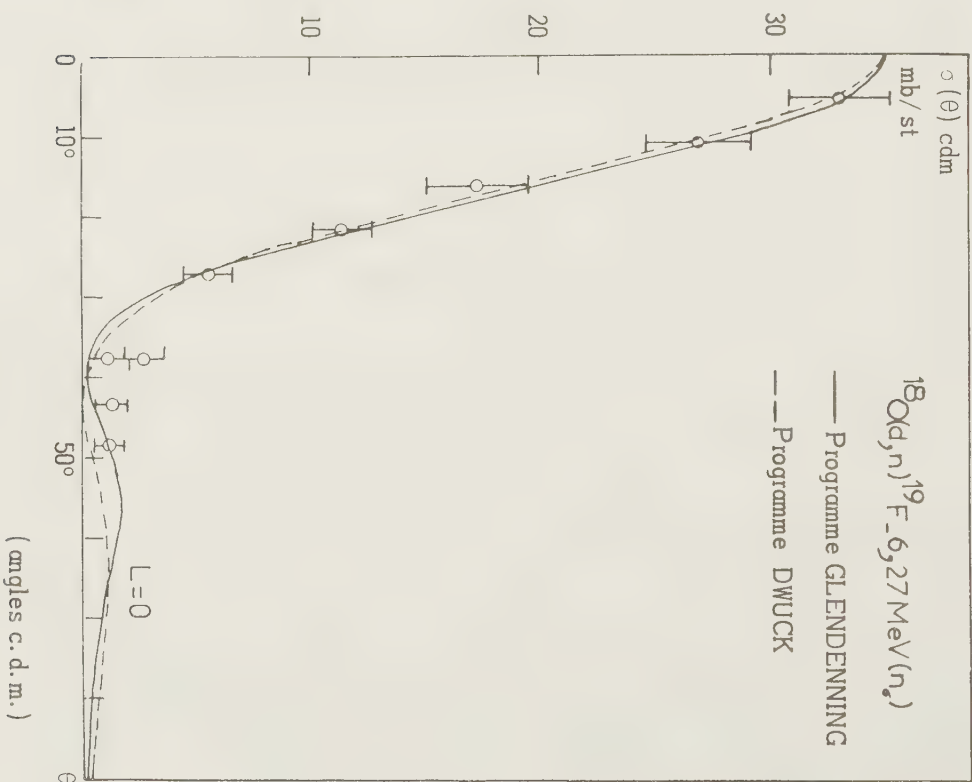


Fig. 15 -

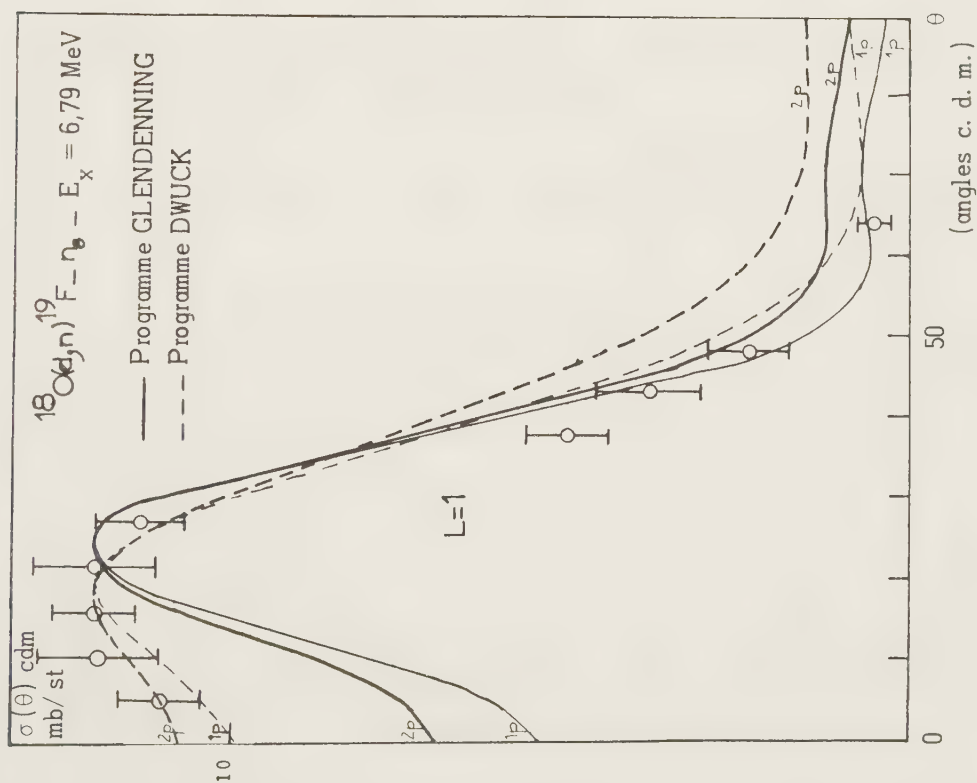


Fig. 16 -

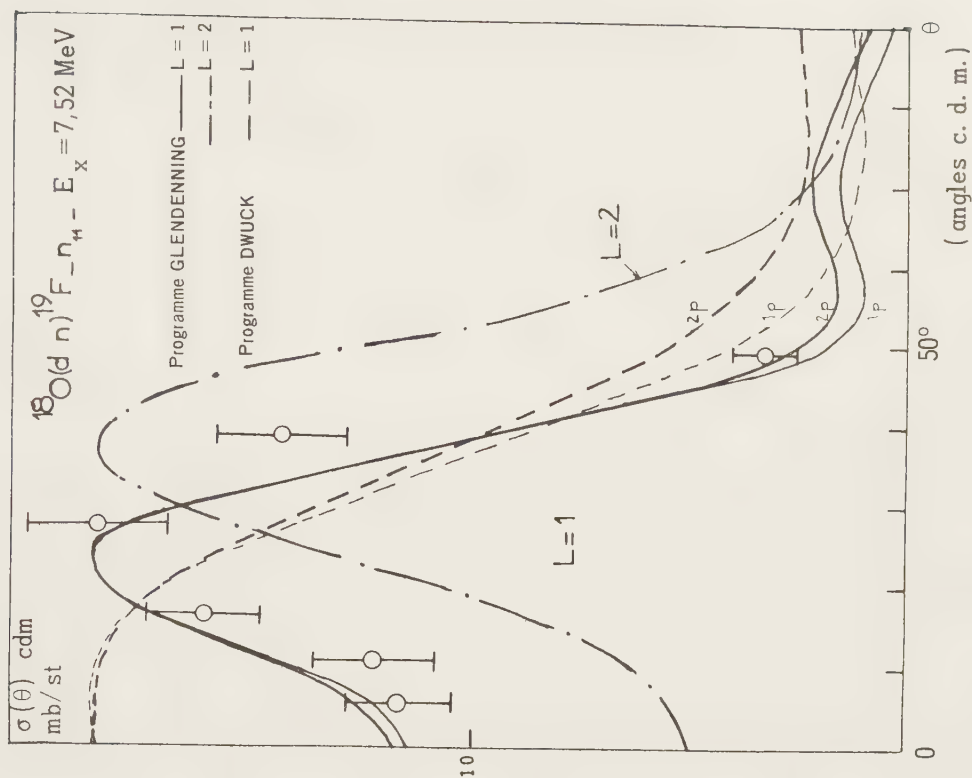


Fig. 17 -

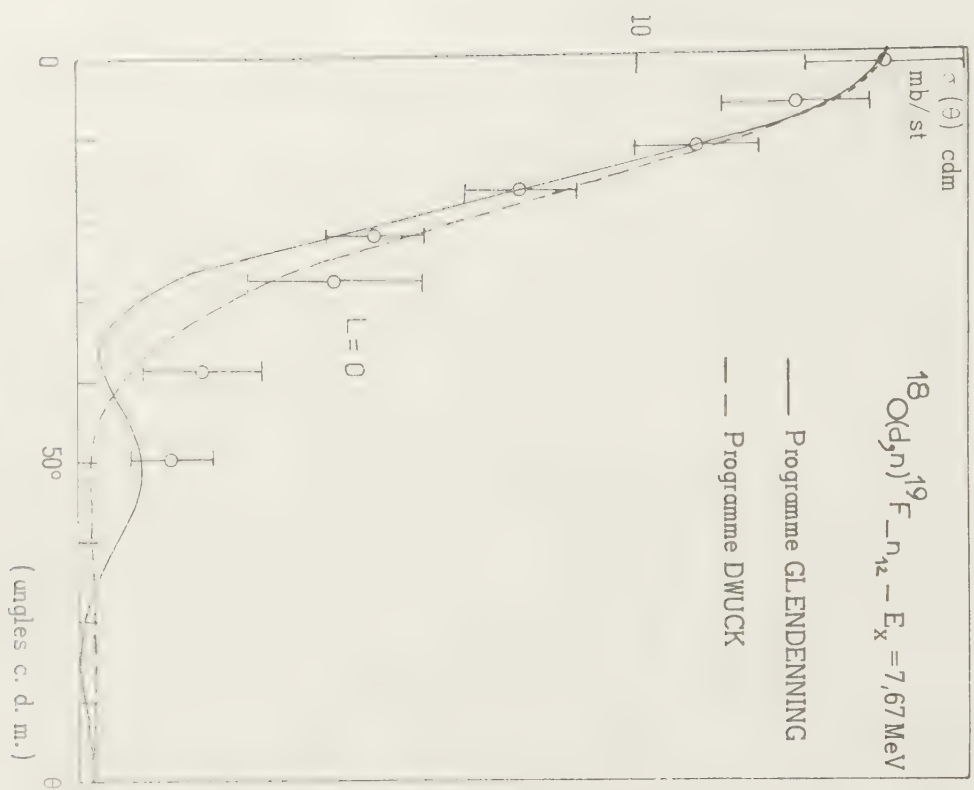


Fig. 18

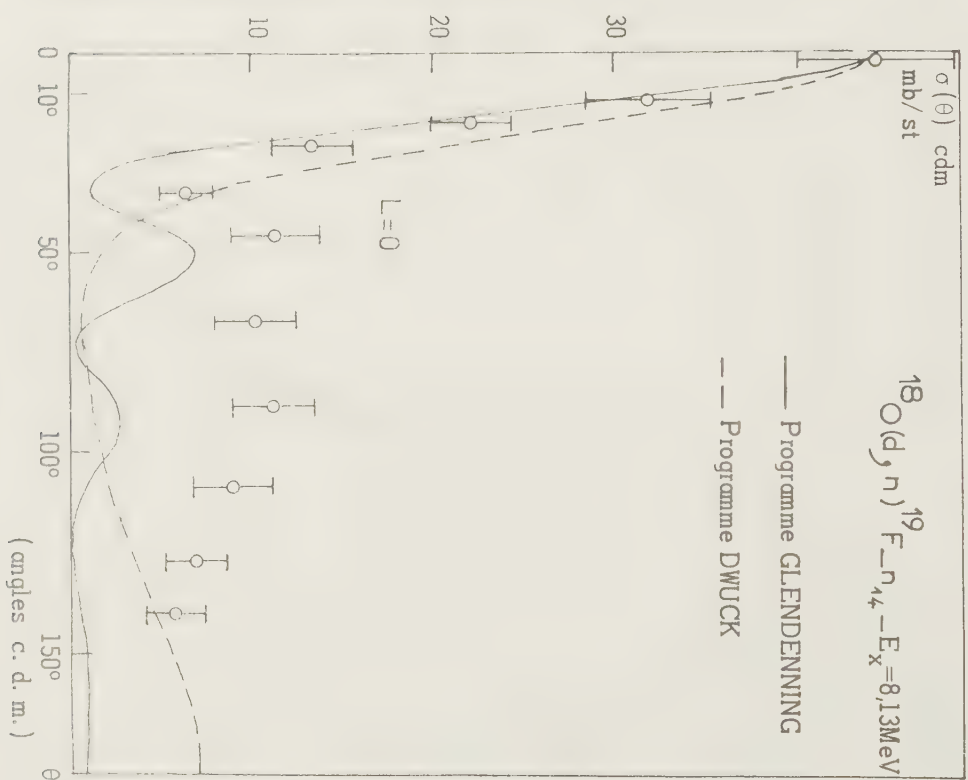


Fig. 19

Elles sont analysées par un mécanisme de transfert d'un proton dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues.

Nous avons utilisé deux programmes d'analyse : celui de N.K. GLENDENNING (5) et le programme DWUCK écrit par KUNZ de l'Université de Colorado et adapté à l'Univac d'Orsay.

b) Choix du facteur de forme

a) Programme DWUCK

$u_l(r)$ est la fonction d'onde du proton dans un puits de Woods-Saxon avec couplage spin-orbite. La profondeur du puits est ajustée de façon à ce que l'énergie de liaison du proton dans le puits soit égale à l'énergie expérimentale de séparation.

Les paramètres attachés à ce potentiel sont les suivants :

$r = 1,35 F$ rayon du puits ($R = r A^{1/3}$)

$a = 0,50 F$ diffusivité du puits

$\beta = 0,85 F$ portée du potentiel non local.

Nous avons choisi les valeurs réalistes proposées par L.L. GREEN et coll. (38).

Remarque — Si R augmente, la valeur absolue de la section efficace théorique augmente (variation de 10 à 20 % si r varie de 1,35 F à 1,50 F). Les formes des distributions angulaires sont peu affectées par les variations de ce paramètre.

β) Programme de N.K. GLENDENNING

La fonction d'onde $u_{nl}(r)$ décrivant le mouvement du proton dans le Fluor 19 est une fonction oscillateur harmonique adaptée à une fonction de Hankel pour les grandes valeurs de r .

La valeur du paramètre oscillateur ne joue pratiquement pas sur la forme des distributions angulaires mais par contre, si $\sqrt{}$ augmente, la valeur abso-

lue des sections efficaces décroît. Par exemple, en faisant varier $\sqrt{}$ de $0,30 \text{ F}^{-2}$ à $0,37 \text{ F}^{-2}$, nous obtenons une variation de 10 à 20 % de cette valeur absolue. Nous avons ajusté la valeur de $\sqrt{}$ de façon à obtenir de meilleur accord avec les prévisions du programme DWUCK. Ceci nous conduit à choisir :

$$\sqrt{ } = 0,37 \text{ F}^{-2} \simeq 19^{-\frac{1}{3}} \text{ F}^{-2} = \text{A}^{-\frac{1}{3}} \text{ F}^{-2}$$

(ordre de grandeur préconisé par N.K. GLENDENNING (6)).

γ) En réalité, toute l'information spectroscopique n'est pas contenue dans le facteur C^2S mais dépend du choix du facteur de forme (40). En particulier la déformation du noyau influence les facteurs spectroscopiques extraits (41-43).

Nous donnons ici les résultats obtenus sans tenir compte de la déformation du Fluor 19. Nos résultats expérimentaux ne sont pas assez précis pour justifier une analyse aussi fine. D'autre part, nous ne disposons pas de programme adapté à l'Univac d'Orsay.

c) Nous avons pris une énergie de liaison B du proton :

$$B = \epsilon + Q$$

ϵ étant l'énergie de liaison du deuton : $\epsilon = 2,226 \text{ MeV}$

$Q = 5,768 \text{ MeV}$ pour le niveau fondamental.

Ces valeurs sont extraites des tables de J.H.E. MATTAUCH et coll. (44).

d) La forme du potentiel optique est donnée dans les formules 12.

En ce qui concerne la voie d'entrée, nous utilisons les paramètres optiques proposés par K. GUL et coll. (39) (Etude de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ pour une énergie incidente $E_d = 2,74 \text{ MeV}$). Ces paramètres sont ceux utilisés par A. GALLMANN et coll. (87) lors de la diffusion élastique $^{16}\text{O}(d, d)^{16}\text{O}$ à 4 MeV. Nous avons cependant ajusté la valeur du paramètre V_0 .

Les paramètres optiques de la voie de sortie r_0 , r_1 , a_0 et a_1 ont les valeurs proposées par K. GUL et coll. (39). Nous avons choisi une loi de variation de V_0 et W_1 en fonction de l'énergie E_n des neutrons analogue à celle proposée par P.E. HODGSON (45) pour V_0 et W_0 , c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} V_0 &= a - b E_n \\ W_1 &= c \sqrt{E_n} \end{aligned}$$

a , b et c sont des paramètres que nous avons ajusté. P. BOSCHUNG et coll. (88) utilisent également un potentiel dérivé de Woods-Saxon pour la partie imaginaire du potentiel optique lors de l'étude de la diffusion élastique $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}$ à 4 et 5,6 MeV. Dans leur étude $W_1 = 5,75 \text{ MeV}$ et $V_0 = a - b E_n$ avec $a = 49 \text{ MeV}$ et $b = 0,33$. En ce qui concerne les valeurs de r et a , notre choix est concordant avec celui des auteurs précédents : $r = 1,25 \text{ fm}$ $a = 0,65 \text{ fm}$.

Les valeurs retenues des paramètres optiques sont reportées dans la table 4.

Table 4
Choix des paramètres optiques relatifs à la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$

Paramètres	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	W_1 (MeV)	r_0 (fm)	r_1 (fm)	r_c (fm)	a_0 (fm)	a_1 (fm)
Voie d'entrée	80	10	0	1,40	1,40	1,40	0,70	0,70
Voie de sortie	$45 - 0,3E_n$	0	$1,9\sqrt{E_n}$	1,25	1,25	0	0,65	0,65

e) Les moments de transfert l déduits de cette analyse sont donnés dans la table 5. La discussion des formes théoriques par rapport aux formes expérimentales sera faite parallèlement à l'étude des valeurs absolues.

B) Sections efficaces absolues - Remarque générale concernant la précision des résultats -

a) - Mesures relatives -

Nous avons une assez bonne précision (en moyenne : $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \simeq 10\%$) si nous nous intéressons aux rapports des sections efficaces absolues des neutrons associés à différentes contributions.

b) - Mesure absolue -

Du fait de la nature même de notre cible, nous n'avons pu obtenir une précision suffisante (inhomogénéité du dépôt et instabilité de l'oxyde) pour faire une analyse fine des facteurs spectroscopiques. Cependant, nous déduisons un ordre de grandeur intéressant qui permet de comparer nos résultats avec ceux obtenus par une autre réaction de transfert d'un proton $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ (36) (37) (38).

Nous avons calculé la section efficace absolue de diffusion des neutrons associés au niveau de 6,27 MeV d'après une mesure faite pour un angle $\theta = 10^\circ$, nous obtenons : 28 ± 11 mb/st. Les sections efficaces absolues de diffusion des neutrons associés aux autres niveaux ont été déduites par mesures relatives comparativement à la précédente.

L'erreur relative moyenne sur la section efficace différentielle absolue est estimée à environ : $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \simeq 40\%$.

C) Discussion -

a) - Groupe de neutrons n_0 (fig.14) -

Les niveaux nucléaires qui peuvent être associés à ce groupe de neutrons ont des caractéristiques bien connues (32), ce sont :

$$\begin{aligned} \text{Niveau fondamental} : J^\pi &= \frac{1}{2}^+ \\ \text{Niveau de 0,110 MeV} : J^\pi &= \frac{1}{2}^- \\ \text{Niveau de 0,197 MeV} : J^\pi &= \frac{5}{2}^+ \end{aligned}$$

Les moments orbitaux l de transfert du proton, compatibles avec les règles de sélection (formules 25 du cadre théorique), ont pour valeurs respectives : $l = 0, 1, 2$.

Nous avons obtenu un accord très appréciable entre les distributions angulaires expérimentale et théorique (fig. 14) en prenant pour section efficace théorique (formules 17 du cadre théorique) :

(i) Programme de N.K. GLENDENNING :

$$\sigma(\theta) = 0,17 W_0(\theta) + W_2(\theta) = \alpha_0 W_0(\theta) + \alpha_2 W_2(\theta)$$

Dans cette expression, l'indice 1 de $W_1(\theta)$ indique le moment transféré. ($W_1(\theta)$ a été convertie en mb/st).

(ii) Programme DWUCK :

$$\sigma'(\theta) = 0,438 W'_0(\theta) + 2,577 W'_2(\theta) = \alpha'_0 W'_0(\theta) + \alpha'_2 W'_2(\theta)$$

La signification des coefficients est la suivante (formules 17 du cadre théorique avec $J_i = 0$: niveau fondamental de $^{18}\text{O} : J^\pi = 0^+$).

$$\begin{aligned} 2\alpha_0 &= (2J_{f0} + 1) C^2 S_0 = 0,34 & \frac{\alpha'_0}{1,53} &= (2J_{f0} + 1) C^2 S_0 = 0,29 \\ 2\alpha_2 &= (2J_{f2} + 1) C^2 S_2 = 2 & \frac{\alpha'_2}{1,53} &= (2J_{f2} + 1) C^2 S_2 = 1,68 \end{aligned}$$

D'autre part :

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_2} = \frac{\alpha'_0}{\alpha'_2} = 0,17$$

Ce rapport est à rapprocher de deux obtenus par C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36) et L.L. GREEN et coll (38) (Réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ à 16 et 11 MeV respectivement).

$$\begin{aligned} \text{C. SCHMIDT} & \left\{ \begin{aligned} (2J_{f0} + 1) C^2 S_0 &= 0,42 \\ (2J_{f2} + 1) C^2 S_2 &= 2,45 \\ \frac{(2J_{f0} + 1) C^2 S_0}{(2J_{f2} + 1) C^2 S_2} &= 0,17 \end{aligned} \right. & \text{L.L. GREEN} & \left\{ \begin{aligned} (2J_{f0} + 1) C^2 S_0 &= 0,6 \\ (2J_{f2} + 1) C^2 S_2 &= 2,52 \\ \frac{(2J_{f0} + 1) C^2 S_0}{(2J_{f2} + 1) C^2 S_2} &= 0,24 \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

L'accord en valeurs relatives est tout à fait satisfaisant. Nous trouvons cependant des valeurs absolues un peu plus faibles.

Le bon accord entre les courbes théorique et expérimentale nous permet de conclure que le niveau fondamental et l'état de 0,197 MeV de caractéristiques

respectives $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ et $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ (32) sont peuplés par un mécanisme direct de transfert d'un proton au cours de la réaction. Le niveau de 0,110 MeV ($J^\pi = \frac{1}{2}^-$) ne semble pratiquement pas excité.

Sur les spectres $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ proposés par les auteurs déjà cités (36) (38), ce niveau apparaît très faiblement peuplé par rapport aux deux autres. D'un point de vue purement qualitatif, l'accord paraît raisonnable.

b) - Niveau de 6,27 MeV (fig.15) -

L'accord des distributions angulaires théorique correspondant à un moment de transfert $l = 0$, et expérimentale est tout à fait satisfaisant.

La comparaison des valeurs absolues théoriques et expérimentales conduit aux résultats suivants :

$$\begin{aligned} \text{Programme GLENDENNING} &: C^2 S (2 J_f + 1) = 0,155 \\ \text{Programme DWUCK} &: C^2 S (2 J_f + 1) = 0,235 \end{aligned}$$

Ces résultats sont très proches de ceux de C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36) mais sont sensiblement plus faibles que ceux de L.L. GREEN et coll. (38).

$$\begin{aligned} \text{C. SCHMIDT} &: C^2 S (2 J_f + 1) = 0,19 \\ \text{L.L. GREEN} &: C^2 S (2 J_f + 1) = 0,41. \end{aligned}$$

c) - Niveau de 6,79 MeV (groupe de neutrons n_8) (fig. 16) -

Un bon accord est obtenu entre les prévisions théoriques correspondant à un moment de transfert $l = 1$. Cependant, la forme calculée par le programme DWUCK est mieux adaptée à l'analyse de la distribution angulaire pour les petits angles. Nous avons tracé dans chaque cas les courbes correspondant respectivement à la capture du proton dans la couche 1p et dans la couche 2p ($1p_{3/2}$ et $2p_{3/2}$ pour le programme DWUCK). La meilleure analyse est obtenue avec le programme DWUCK en supposant le proton transféré dans la couche 1p (cependant, l'analyse de la forme des distributions angulaires ne suffit pas pour déduire la couche correspondant à la capture du proton).

La confrontation des sections efficaces absolues théoriques et expérimentales permet de déduire les facteurs spectroscopiques S . Nous obtenons :

$$\text{Programme GLENDENNING : } C^2S (2 J_f + 1) = \begin{array}{l} 0,16 \text{ (2p)} \\ 0,50 \text{ (1p)} \end{array}$$

((2p) ou (1p) indiquant la couche dans laquelle le proton est supposé être transféré).

$$\text{Programme DWUCK : } C^2S (2 J_f + 1) = \begin{array}{l} 0,27 \text{ (2p}_{3/2}\text{)} \\ 0,75 \text{ (1p}_{3/2}\text{)} \end{array}$$

Les résultats obtenus avec le programme DWUCK sont tout à fait semblables à ceux obtenus par L.L. GREEN et coll. (38) :

$C^2S (2 J_f + 1) = 0,29$ en supposant le proton capturé en $2p_{3/2}$ et 2,5 fois plus important en le supposant transféré en $1p_{3/2}$.

Par contre, nos résultats, ainsi que ceux de L.L. GREEN, divergent notablement de ceux obtenus par C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36) pour ce niveau :

$$C^2S (2 J_f + 1) = \begin{array}{l} 0,084 \text{ (2p}_{3/2}\text{)} \\ 0,17 \text{ (1p}_{3/2}\text{)} \end{array}$$

D'autre part, l'analyse des distributions angulaires des neutrons associés respectivement aux niveaux de 6,27 MeV et 6,79 MeV conduit aux mêmes conclusions que celles de K. GUL et coll. (39) (Etude de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ à $E_d = 2,74$ MeV).

d) - Niveau de 7,52 MeV (groupe de neutrons n_{11}) (fig. 17) -

Si la forme prévue par le facteur de forme inclus dans le programme de N.K. GLENDENNING (correspondant à un moment angulaire transféré $l = 1$) est en très bon accord avec notre distribution expérimentale, les prévisions théoriques du programme DWUCK divergent notablement. Il semble que le facteur de forme inclus dans ce programme soit mal adapté à l'étude de ce niveau.

Comme la forme théorique calculée par le programme de N.K. GLENDENNING est très satisfaisante, nous utilisons ce programme pour extraire les facteurs spectroscopiques associés à cet état.

$$\begin{aligned} C^2S (2 J_f + 1) &= 0,14 \quad (2p) \\ &0,32 \quad (1p) \end{aligned}$$

C. SCHMIDT et H.H. DUHM ⁽³⁶⁾, ainsi que L.L. GREEN et coll. ⁽³⁸⁾ ont mis en évidence, par l'intermédiaire de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$, un niveau à 7,54 MeV d'excitation correspondant à $l = 2$ et $T = \frac{3}{2}$ (table 5) difficilement séparable en énergie de celui que nous avons observé. La forme correspondant à $l = 2$ ne convient pas du tout à notre distribution angulaire (fig. 17). D'autre part, les facteurs spectroscopiques (en bon accord entre eux), calculés par les auteurs précédents ⁽³⁶⁾ ⁽³⁸⁾, nous conduisent à une section efficace théorique maximale de l'ordre de 8 mb alors que celle que nous avons calculée expérimentalement est de 19 mb. Il n'est pas exclu que nous peuplions faiblement le niveau déterminé par les auteurs précédents mais nos conditions énergétiques d'observation permettent la mise en évidence d'un nouveau niveau de caractéristiques possibles $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$ compatible avec un moment de transfert $l = 1$.

e) - Niveau de 7,67 MeV (groupe de neutrons n_{12}) (fig. 18) -

Les formes théoriques calculées par les deux programmes sont en très bon accord avec notre distribution angulaire expérimentale (en considérant un moment de transfert du proton $l = 0$).

Par contre, une ambiguïté apparaît dans l'extraction du facteur spectroscopique relatif à cet état. En effet, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \text{Programme GLENDENNING : } C^2S (2 J_f + 1) &= 0,02 \\ \text{Programme DWUCK : } C^2S (2 J_f + 1) &= 0,14. \end{aligned}$$

Les deux résultats divergent notablement. Ceci semble imputable au fait que ce niveau soit très faiblement lié ($B = 0,324$ MeV) et le choix du facteur de forme paraît influencer considérablement dans ce cas, sur les valeurs absolues théoriques des sections efficaces.

C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36) ont mis en évidence un niveau à 7,702 MeV d'excitation pour lequel le moment de transfert a les valeurs possibles : $l = 0$ et $l = 1$. La valeur 1 semble plus satisfaisante pour les auteurs. Nous affectons à l la valeur $l = 0$ sans ambiguïté.

f) - Niveau de 8,13 MeV (groupe de neutrons n_{14}) (fig. 19) -

L'analyse de ce niveau est très délicate car son énergie d'excitation est au-dessus du seuil d'émission de proton. Elle dépasse ce seuil de 130 keV environ. L'analyse des niveaux non liés a fait l'objet d'études récentes (46) et le code DWBA pour le stripping ordinaire concernant les états liés peut être modifié pour l'étude des états virtuels. Ce code n'est pas encore adapté à l'Univac d'Orsay. Nous avons extrapolé l'analyse précédente en calculant la distribution angulaire pour un proton très faiblement lié (facteur de forme fixe) à la manière de C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36).

Notre distribution angulaire expérimentale est compatible avec une forme théorique correspondant à $l = 0$.

Ce résultat corrobore celui des auteurs précédents (36) en levant une ambiguïté. Ceux-ci ont mis en évidence un niveau à 8,135 MeV d'excitation (avec les possibilités $l = 0$ ou 1). C. SCHMIDT et H.H. DUHM pensent que la valeur $l = 0$ est en meilleur accord avec leurs résultats expérimentaux, ce que nous pouvons confirmer.

Nous ne pouvons extraire de facteur spectroscopique associé à cet état, car le facteur de forme utilisé n'est pas adapté à cette étude.

D) Renseignements spectroscopiques déduits de cette analyse - Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux -

a) - Rappels -

Règles de sélection : $j = l \pm \frac{1}{2}$ $\pi = (-1)^l$

Les valeurs possibles du spin isotopique sont $T = \frac{1}{2}$ et $T = \frac{3}{2}$

$$\begin{aligned} T = \frac{1}{2} &\implies C^2 = (11, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \mid \frac{1}{2} \frac{1}{2})^2 = \frac{2}{3} \\ T = \frac{3}{2} &\implies C^2 = (11, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \mid \frac{3}{2} \frac{1}{2})^2 = \frac{1}{3} \end{aligned}$$

b) - Résultats -

Remarque — La convention adoptée pour les valeurs absolues des sections efficaces reste applicable aux facteurs spectroscopiques, c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta S}{S} \simeq 10 \% \text{ si nous nous intéressons aux valeurs relatives.}$$

$$\frac{\Delta S}{S} \simeq 40 \% \text{ si nous considérons } S \text{ dans l'absolu.}$$

Les différentes valeurs de la quantité $C^2 S (2 J_f + 1)$ concernant les niveaux étudiés ont été données au cours de la discussion précédente.

Pour les niveaux connus par ailleurs, l'accord avec les autres résultats expérimentaux est fort appréciable. La table 5 est un résumé des différents résultats. Nous ne rapportons dans cette table que les résultats expérimentaux concernant les niveaux sur lesquels nous avons déduit des renseignements spectroscopiques. Nous donnons également d'autres résultats relatifs à des niveaux fortement excités.

3 - Interprétation théorique des résultats -

A) Niveaux à parité positive -

a) - Niveau fondamental $(\frac{1}{2}^+)$, 0,197 MeV $(\frac{5}{2}^+)$, 6,27 MeV $(\frac{1}{2}^+)$ -

Ces niveaux semblent relativement bien s'interpréter dans le cadre du modèle en couches où l'hamiltonien est diagonalisé dans la base complète de tous les états dérivés des configurations $(2s-1d)^3$.

α) Modèle en couches de H. G. BENSON et B. H. FLOWERS (48)

Ce modèle à couplage intermédiaire complet (noté FIC : Full Intermediate Coupling) s'applique aux états à parité positive du Fluor 19.

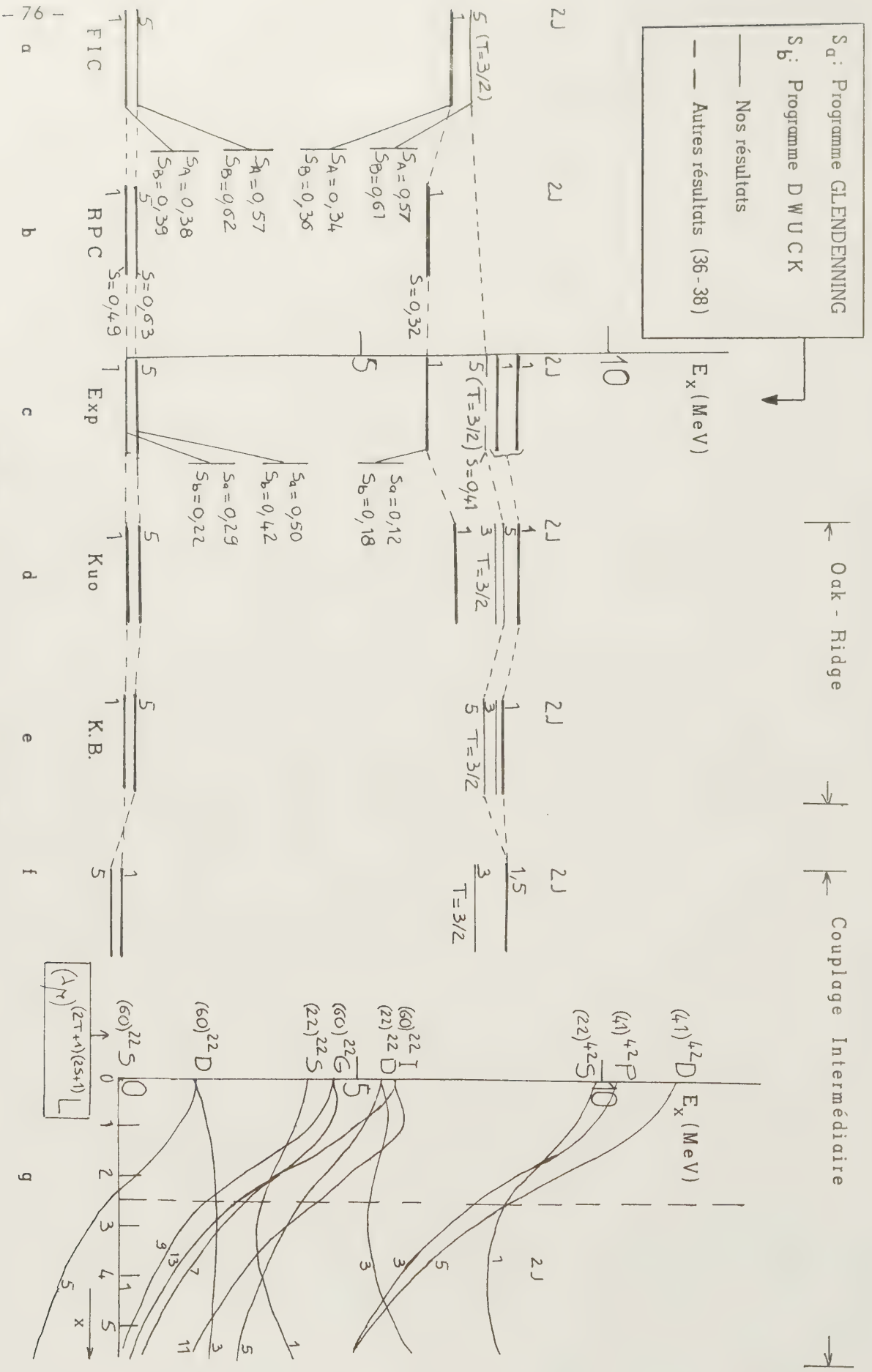


Fig. 20. - Niveaux à parité positive du Fluor 19

Le potentiel d'interaction résiduel pour les trois nucléons hors du cœur d'oxygène 16 est celui de A. KALLIO et K. KOLLTVEIT (49). Il s'agit d'un potentiel à cœur dur dont seule la partie à longue portée est conservée grâce à la méthode de séparation de B.L. SCOTT et S.A. MOSKOWSKI (50). Le schéma de niveaux théoriques (extrait de l'article de L.L. GREEN et coll. (38)) prévu par ce modèle est comparé à nos résultats expérimentaux sur la figure 20-a.

Sur cette même figure, nous rapportons les facteurs spectroscopiques FIC calculés à l'aide de ce modèle par L.L. GREEN et coll. (38).

La fonction d'onde de l'état fondamental de ^{18}O est, dans un premier calcul (résultats notés S_A) celle de H.G. BENSON et J.M. IRVINE (51) et a la forme :

$$\psi_A (^{18}\text{O}) = 0,846 \left(\frac{d_5}{2}\right)^2 + 0,277 \left(\frac{s_1}{2}\right)^2 + 0,184 \left(\frac{d_3}{2}\right)^2 - 0,417 \left(\frac{p_1}{2}\right)^{-2} |^{20}\text{Ne} >$$

La dernière composante est celle qui correspond à l'excitation du cœur d'oxygène 16 : elle a la structure intrinsèque de la bande de l'état fondamental du Néon 20 avec deux trous en protons dans la couche $1p_{\frac{1}{2}}$.

La fonction d'onde de l'état fondamental de ^{18}O relative au deuxième calcul (résultats notés S_B) est celle de H.G. BENSON et B.H. FLOWERS (52) :

$$\begin{aligned} \psi_B (^{18}\text{O}) = & 0,256 \left(\frac{s_1}{2}\right)^2 + 0,138 \left(\frac{d_3}{2}\right)^2 + 0,902 \left(\frac{d_5}{2}\right)^2 \\ & - 0,149 \left(\frac{p_3}{2}\right)^{-2} |0 > - 0,279 \left(\frac{p_1}{2}\right)^{-2} |0 > + 0,039 \left(\frac{p_3}{2}\right)^{-1} \left(\frac{p_1}{2}\right)^{-1} |2 > \end{aligned}$$

$|J >$ représente le terme de spin J de la bande de l'état fondamental du Néon 20. Ce calcul fait intervenir des trous en protons dans les couches $1p_{\frac{1}{2}}$ et $1p_{\frac{3}{2}}$.

H.G. BENSON et B.H. FLOWERS (48) interprètent également le niveau fondamental et le niveau de 0,197 MeV comme appartenant à la même bande de rotation $K = \frac{1}{2}^+$. La bande $K = \frac{1}{2}^+$ est construite en plaçant trois parti-

cules dans les orbites déformées $k = \pm \frac{1}{2}^+$ à la manière de W.H. BASSICHIS et coll. (53). Les états ayant un bon moment angulaire sont obtenus par projection des états intrinsèques (projecteur de I. UNNA (54)).

β) Modèle en couches d'OAK-RIDGE (55-56)

Ce modèle diffère essentiellement du précédent par le choix de l'interaction résiduelle. Les résultats sont reportés sur les figures 20-d (interaction de KUO (57)) et 20-e (interaction de KUO et BROWN (58)).

γ) Modèle rotationnel

Le niveau de 6,27 MeV est interprété par B.C. WALSH et I.M. NAQIB (59) dans le cadre du modèle rotationnel R. P. C. (Rotational-Particle-Coupling). Ce niveau est décrit en plaçant le proton impair dans la onzième orbite de NILSSON (60).

Dans ce modèle, les six bandes rotationnelles construites en plaçant le proton impair dans l'une des orbitales de NILSSON relatives à la couche (2s-1d) sont considérées. Ces bandes sont mélangées par l'intermédiaire de l'interaction R. P. C. (59). Les fonctions d'onde des états non mélangés sont celles de l'hamiltonien de NILSSON. Les paramètres de cet hamiltonien sont ajustés de façon que l'énergie théorique des états finaux (mélangés) coïncide au mieux avec l'énergie des niveaux expérimentaux pour les quatre premiers états à parité positive du Fluor 19. Dans le cadre de ce modèle, les auteurs calculent les facteurs spectroscopiques relatifs à la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$.

Les résultats sont reportés sur la figure 20-b.

δ) Discussion

Nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec les résultats précédents en ce qui concerne les caractéristiques suivantes : énergie d'excitation, spin et parité.

Les facteurs spectroscopiques que nous déduisons de nos expériences pour les deux premiers niveaux à parité positive du Fluor 19 coïncident assez

bien avec les prévisions théoriques précédentes de même qu'avec les mesures expérimentales de L.L. GREEN et coll. (38) et de C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36).

Le facteur spectroscopique associé au niveau de 6,27 MeV (du même ordre de grandeur que celui obtenu pour ce même niveau par C. SCHMIDT et H.H. DUHM) est plus faible que celui prévu par les modèles précédents (en bon accord avec celui déduit expérimentalement par L.L. GREEN et coll.). La valeur déduite avec le programme DWUCK s'accorde par contre parfaitement avec celle calculée par K.W.C. STEWART et B. CASTEL (61) dans le cadre du modèle SU_3 . Ces auteurs obtiennent pour ce niveau (considéré comme ayant les caractéristiques $(\lambda\mu) K = (22) 1/2$) : $S = 0,18$.

b) - Niveaux de 7,67 MeV ($\frac{1}{2}^+$) et de 8,13 ($\frac{1}{2}^+$)

a) L.L. GREEN et coll. (38) et C. SCHMIDT et H.H. DUHM (36) ont suggéré d'identifier le niveau de 7,56 MeV (de caractéristiques possibles $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ compatible avec un moment de transfert $l = 2$: réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$) comme le premier état $T = \frac{3}{2}$.

Ce résultat est en bon accord avec les prévisions du modèle en couches d'OAK-RIDGE (55-56) décrit précédemment (figures 20-d et 20-e) et aussi avec celui de M.C. BOUTEN et coll. (20) que nous allons décrire brièvement et dont les résultats concernant le Fluor 19 sont illustrés sur les figures 20-f et 20-g.

Ces deux modèles prévoient, outre le niveau expérimental déterminé par les auteurs précédents (36) (38), un autre niveau de caractéristiques $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ et $T = \frac{3}{2}$ vers 8 MeV d'excitation. Nos deux niveaux expérimentaux ont des caractéristiques assez proches de ces données théoriques et peuvent être l'un ou l'autre, candidats à cette attribution.

Rappelons brièvement quelles sont les caractéristiques du modèle à couplage intermédiaire de M.C. BOUTEN et coll. (20).

β) Modèle à couplage intermédiaire de M.C. BOUTEN, J.P. ELLIOT et J.A. PULLEN (20).

Ce modèle est une interpolation entre le schéma U_3 (Appendice B) en couplage L-S et le couplage extrême jj .

L'énergie potentielle peut se mettre sous la forme :

$$V = \alpha \left[\sum_{i < j} \frac{50 e^{-r_{ij}/a}}{r_{ij}/a} \{ W + M_{ij}^r - H P_{ij}^{\tau} + B P_{ij}^{\sigma} \} + D \sum_i \vec{l}_i^2 - x \sum_i (\vec{s}_i \cdot \vec{l}_i) \right]$$

avec $a = 1,37$ fm. Les paramètres W, M, H, B correspondent au mélange de Rosenfeld ($W = 0,13$; $M = -0,93$; $H = 0,26$; $B = -0,46$).

Les 3 paramètres α, D et x ont la signification suivante :

(i) α joue simplement le rôle d'un paramètre multiplicatif sans influence sur l'ordonnance des niveaux. Les spectres sont ainsi calculés en prenant α pour unité et celui-ci est ajusté à la fin des calculs.

(ii) x représente le "degré" de couplage intermédiaire.

(iii) Le terme $\sum_i \vec{l}_i^2$, précédé du paramètre D , permet de lever la dégénérescence des orbitales s et d à particule indépendante. D est pris sous la forme : $D = 0,86 - 0,036 A$ (A étant le nombre de masse du noyau considéré). $A = 19$.

Dans les deux cas extrêmes, les valeurs propres $\frac{E}{\alpha}$ de V sont obtenues par un calcul de perturbation en fonction du paramètre de couplage intermédiaire x (fonctions linéaires de x). Dans le domaine intermédiaire $\frac{E}{\alpha}$ (x) est une fonction supposée lentement variable ayant pour formes asymptotiques respectives les deux fonctions linéaires précédentes.

Les résultats relatifs au Fluor 19 sont reportés sur les figures 20-g et 20-f.

Le schéma de niveaux obtenu (meilleur ajustage entre les valeurs théoriques et expérimentales des énergies) correspond aux valeurs des paramètres :

$$\alpha = 0,9 \qquad x = 2,5$$

B) Niveaux à parité négative : 6,79 MeV ($\frac{3}{2}^-$) et 7,52 MeV ($\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$) -

Des calculs concernant les niveaux à parité négative du Fluor 19 ont été faits pour les bas niveaux (48) (62) (63). Par contre, nous disposons de peu de données théoriques pour les niveaux d'excitation élevée. Dans l'article de H. G. BENSON et B. H. FLOWERS (48) les niveaux à parité négative du Fluor 19 sont décrits en couplant des trous en proton $p_{1/2}$ et $p_{3/2}$ à la bande de rotation de l'état fondamental du Néon 20. Les auteurs suggèrent qu'il est possible de construire des bandes de façon analogue en couplant un trou en proton $p_{1/2}$ à des bandes plus élevées du Néon 20 (vers 6-7 MeV d'excitation), le niveau $\frac{1}{2}^-$ observé à 6,43 MeV (32) pouvant être expliqué de cette manière.

Ces bandes de rotation du Néon 20 classées par A. E. LITHERLAND et coll. (64) ont respectivement pour premiers niveaux associés :

1ère bande : 6,75 (0^+) ; 7,45 (2^+)

2ème bande : 7,22 (0^+) ; 7,86 (2^+)

Nous pouvons, en tenant le raisonnement précédent prévoir deux niveaux $\frac{1}{2}^-$ vers 6-7 MeV d'excitation et deux états $\frac{3}{2}^-$ vers 7-8 MeV d'excitation.

Pour faire un parallèle entre nos niveaux expérimentaux et les prévisions précédentes, il est nécessaire de supposer que le proton est transféré sur la couche 1p au cours de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$. Cependant, comme le signalent L. L. GREEN et coll. dans leur article (38) à propos du niveau de 6,79 MeV ($J^\pi = \frac{3}{2}^-$) : le stripping du proton dans la couche 1p correspond à un facteur spectroscopique important et donc à une probabilité d'excitation du cœur dans l'état fondamental de l'oxygène 18 trop grande. Ces auteurs proposent pour ce niveau une configuration $(2s, 1d)^2 (2p)^1$. Nos facteurs spectroscopiques concernant ce niveau sont en bon accord avec les leurs (table 5), ce qui peut nous conduire aux mêmes conclusions. D'autre part, C. SCHMIDT et H. H. DUHM (36) obtiennent pour cet état un facteur spectroscopique (avec un facteur de forme $1p_{3/2}$) beaucoup plus petit, et sug-

gèrent un mélange des deux configurations : $(2s, 1d)^2 (2p)^1$ et $(2s, 1d)^4 (1p)^{-1}$. G. Th. KASCHL et coll. (65), au cours de l'étude de la réaction de pick-up $^{20}\text{Ne}(d, ^3\text{He})^{19}\text{F}$ à 52 MeV, peuplent ce niveau et arrivent à la conclusion : le niveau de 6,79 MeV a une composante $(2s, 1d)^4 (1p)^{-1}$ importante avec peut-être une petite composante $(2s, 1d)^2 (2p)^1$.

Compte tenu de nos résultats, nous sommes plus favorables à l'hypothèse de L.L. GREEN et coll. quoique la possibilité d'une petite contribution $(2s, 1d)^4 (1p)^{-1}$ ne soit pas exclue. Les ordres de grandeur obtenus pour les facteurs spectroscopiques relatifs au niveau de 7,52 MeV nous conduisent à une conclusion analogue.

II - ETUDE DE LA REACTION $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$

Les réactions de transfert de deux nucléons sont bien connues pour leur sélectivité ⁽⁶⁾. Elles favorisent, dans les réactions de stripping, les états ayant une grande parenté avec ceux construits en couplant les particules capturées à l'état fondamental de la cible. Dans le cas des réactions $(^3\text{He}, n)$, le couplage des deux protons à un moment angulaire nul impose des règles de sélection très strictes. Tout particulièrement si le noyau cible a les caractéristiques $J^\pi = 0^+$, les états peuplés au cours de la réaction auront des caractéristiques de spin J et de parité π entièrement définies par la donnée du moment de transfert L de la paire de protons : $J = L$ et $\pi = (-1)^L$. Ces réactions constituent un moyen d'investigation spectroscopique très important. Dans le cas précis que nous avons étudié, nous aboutissons à un noyau très intéressant : le Néon 20. Ce noyau, comme le Fluor 19, a fait l'objet d'études théoriques nombreuses. En particulier, certains états ont été classés en bandes de rotation par A.E. LITHERLAND et coll. ⁽⁶⁴⁾. La variation linéaire de l'énergie d'excitation de ces états en fonction du produit $J(J + 1)$ est assez bien vérifiée. Les origines des bandes de rotation connues ont des énergies d'excitation inférieures à 10 MeV. Il est intéressant d'étudier les niveaux dont l'énergie d'excitation est plus élevée (bien moins connus) et de comparer les données expérimentales avec des prévisions théoriques qui leur attribuent des caractéristiques rotationnelles importantes. Nous nous sommes particulièrement attachés à l'étude de ces états ⁽⁶⁶⁾.

1 - Spectrométrie des neutrons par temps de vol -

L'analyse du spectre de la figure 21 par le programme décrit à la fin du chapitre II conduit aux résultats résumés sur la table 6.

Une analyse publiée tout récemment par K. GUL et coll. ⁽⁶⁷⁾ (Etude de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ à 3,1 MeV) est en bon accord avec la notre.

Cette première étude concernant le peuplement des niveaux du Néon 20 par la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ montre la présence dans le spectre de ni-

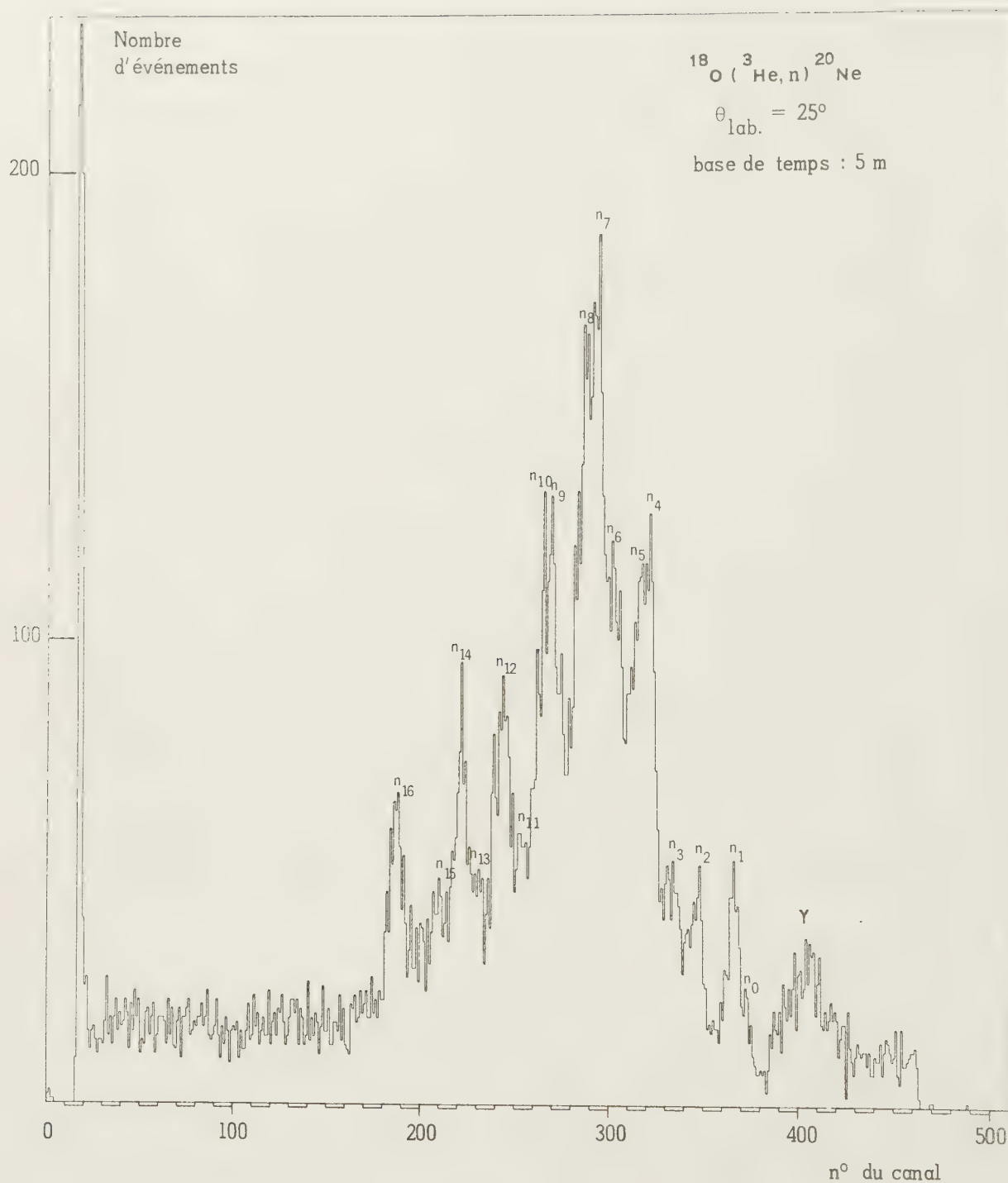


Fig. 21 -

Table 6

Spectrométrie des neutrons par temps de vol (Néon 20)

Groupe de neutrons	Energie d'excitation des niveaux nucléaires du Néon 20 correspondants (en MeV)	Imprécision sur l'énergie d'excitation (en MeV)
n_0	Fondamental	
n_1	1,63	0,20
n_2	5,80	0,20
n_3	7,65	0,20
n_4	8,75	0,10
n_5	9,50	0,20
n_6	10,27	0,10
n_7	10,83	0,10
n_8	11,23	0,10
n_9	12,20	0,10
n_{10}	12,40	0,10
n_{11}	12,80	0,10
n_{12}	13,06	0,05
n_{13}	13,45	0,10
n_{14}	13,65	0,05
n_{15}	13,80	0,10
n_{16}	Fondamental ^{14}O	

veaux d'excitation relativement élevée dont il est intéressant de compléter l'étude en déterminant leur spin et leur parité peu connus. L'étude de la forme des distributions angulaires permet la détermination du moment de transfert L de la paire de protons.

2 - Distributions angulaires - Mécanisme de la réaction - Dédution des renseignements spectroscopiques -

A) Analyse des distributions angulaires -

Les distributions angulaires sont analysées par un mécanisme de transfert de deux protons dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues. Le programme d'analyse est celui de N.K. GLENDENNING (6) (Nous avons obtenu des résultats absolument identiques à l'aide du programme DWUCK adapté au double transfert par ROBBINS, FLEMING et MOINESTER).

Dans les deux programmes, le facteur de forme est obtenu par raccordement d'une fonction d'onde d'oscillateur harmonique avec une fonction de Hankel au rayon d'adaptation (matching radius calculé par le programme). Le paramètre oscillateur ν est pris égal à $\nu = 0,30 \text{ F}^{-2}$. Son influence sur la forme des distributions angulaires est peu sensible.

L'énergie de liaison expérimentale de la paire transférée est calculée d'après les tables de J.M.E. MATTAUCH et coll. (44) : $B = 20,837 \text{ MeV}$ pour le niveau fondamental (D'autre part, pour ce niveau, $Q = 13,119 \text{ MeV}$).

La détermination du moment de transfert L de la paire de protons dans le cas où il n'y a pas d'ambiguïté sur la forme de la distribution, permet de déduire le spin et la parité du niveau associé. Nous nous sommes attachés à l'étude de ces formes mais nous n'avons pas extrait de facteurs spectroscopiques (le calcul des mesures absolues des sections efficaces est trop imprécis dans le cas de cette réaction : le poids de la cible évolue au cours des expériences trop longues pour ce type de mesure).

Dans notre étude nous avons choisi une configuration $\gamma = (n_1 l_1, n_2 l_2)$ privilégiée dans l'expression des facteurs G (appendice A), ce sont :

$$\begin{array}{ll} L = 0 & \gamma \equiv (1d)^2 \\ L = 1 & \gamma \equiv (2p, 1d) \\ L = 2 & \gamma \equiv (2s, 1d) \end{array}$$

Dans chaque cas, les facteurs β des coefficients G se factorisent. Nous avons fait plusieurs essais avec différentes configurations γ privilégiées. En première approximation, seules les sections efficaces absolues sont sensibles à ces différentes données du facteur de forme. Les configurations γ privilégiées que nous avons conservées sont celles qui donnent le meilleur accord avec nos résultats expérimentaux (quoique les variations de forme obtenues en choisissant d'autres configurations γ soient très faibles dans le domaine angulaire étudié). Cependant, ces variations sont trop peu sensibles pour que nous puissions déduire des renseignements précis sur la validité de telle ou telle configuration privilégiée. Nous n'avons pas introduit de mélange de configurations dans nos calculs, les distributions angulaires déterminées avec les configurations extrêmes étant trop peu différentes.

Choix des paramètres optiques

Nous avons conservé pour la voie de sortie les mêmes paramètres que lors de l'étude de la réaction $^{18}\text{O} (d, n) ^{19}\text{F}$.

En ce qui concerne la voie d'entrée, nous disposons des paramètres proposés par R.W. ZURMÜHLE et C.M. FOU (68) (diffusion élastique de ^3He à 15 MeV sur le Néon 20), G. SCHEKLINSKI et coll. (69) (diffusion élastique de ^3He à 11 MeV sur le Fluor 19) et de ceux de références déjà citées (36) (38) (65). K. GUL et coll. (39) utilisent les paramètres de R.H. SIEMSEN et coll. (89) (diffusion élastique de ^3He à 9 MeV sur le Fluor 19) pour l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (^3\text{He}, n) ^{19}\text{Ne}$ à 3 MeV et obtiennent un accord raisonnable entre les distributions angulaires théoriques et expérimentales.

Les expériences de diffusion élastique montrent que les paramètres du potentiel optique varient assez peu en fonction de l'énergie des particules ^3He (90) (91) (domaine des basses énergies) avec les particularités suivantes :

Forte profondeur V_0 : voisine de 170 MeV

Faible rayon $r_0 \simeq 1,10$ fm du même ordre de grandeur que la diffusité a_0 (0,8 fm environ).

Le jeu de paramètres que nous avons retenu (meilleur accord avec nos résultats expérimentaux) est donné dans la table 7.

Table 7
Choix des paramètres optiques relatifs à la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$

Paramètres	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	W_1 (MeV)	r_0 (fm)	r_1 (fm)	r_c (fm)	a_0 (fm)	a_1 (fm)
Voie d'entrée	170	20	0	1,10	1,60	1,50	0,80	0,80
Voie de sortie	$45 - 0,3 E_n$	0	$1,9 \sqrt{E_n}$	1,25	1,25	0	0,65	0,65

Les distributions angulaires expérimentales et les courbes théoriques calculées grâce au programme de N.K. GLENDENNING (6) (ou DWUCK) sont représentées sur les figures 22 à 27. Ces distributions angulaires concernent les neutrons associés aux niveaux nucléaires suivants : 7,65 MeV (n_3) 10,27 MeV (n_6) — 13,06 MeV (n_{12}) — 13,65 MeV (n_{14}) — 5,80 MeV (n_2) 11,23 MeV (n_8).

B) Discussion -

a) - Niveau de 7,65 MeV (n_3) (fig. 22) -

Le groupe de neutrons n_3 est en fait associé à deux niveaux non résolus du Néon 20 bien connus (64) à 7,43 et 7,84 MeV respectivement. Leurs caractéristiques communes sont $J^\pi = 2^+$. En supposant ces niveaux peuplés par un mécanisme direct de transfert de deux protons, la seule valeur possible du moment L de transfert, compatible avec les règles de sélection, est $L = 2$. L'accord entre les distributions angulaires expérimentale et théorique (correspondant à $L = 2$) est très satisfaisant.

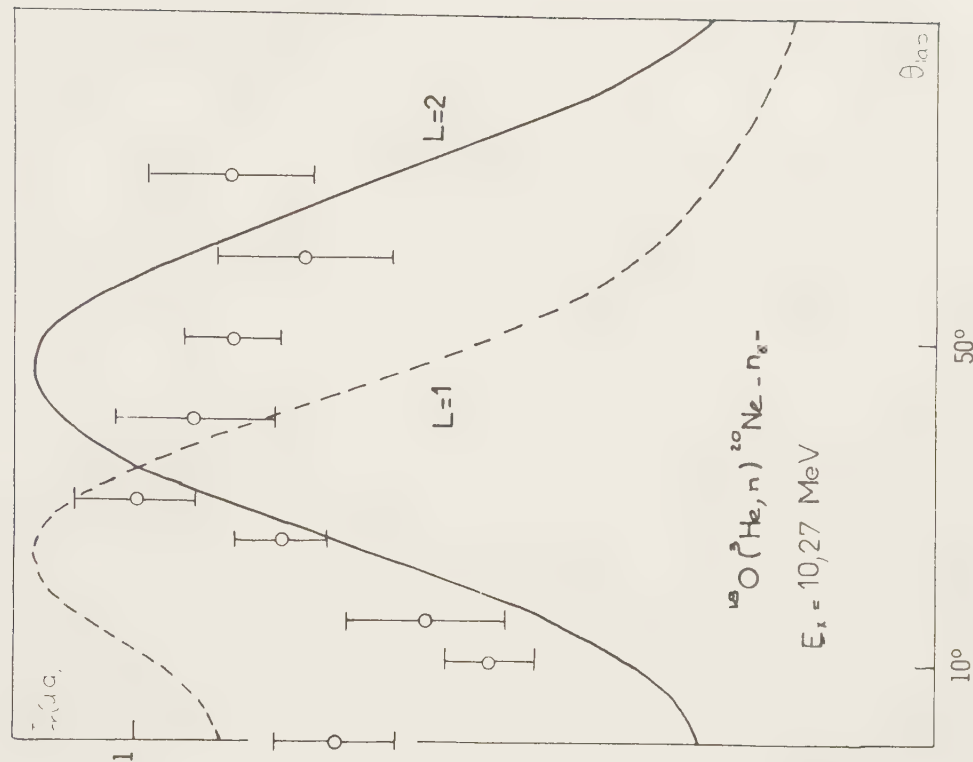


Fig. 22 -

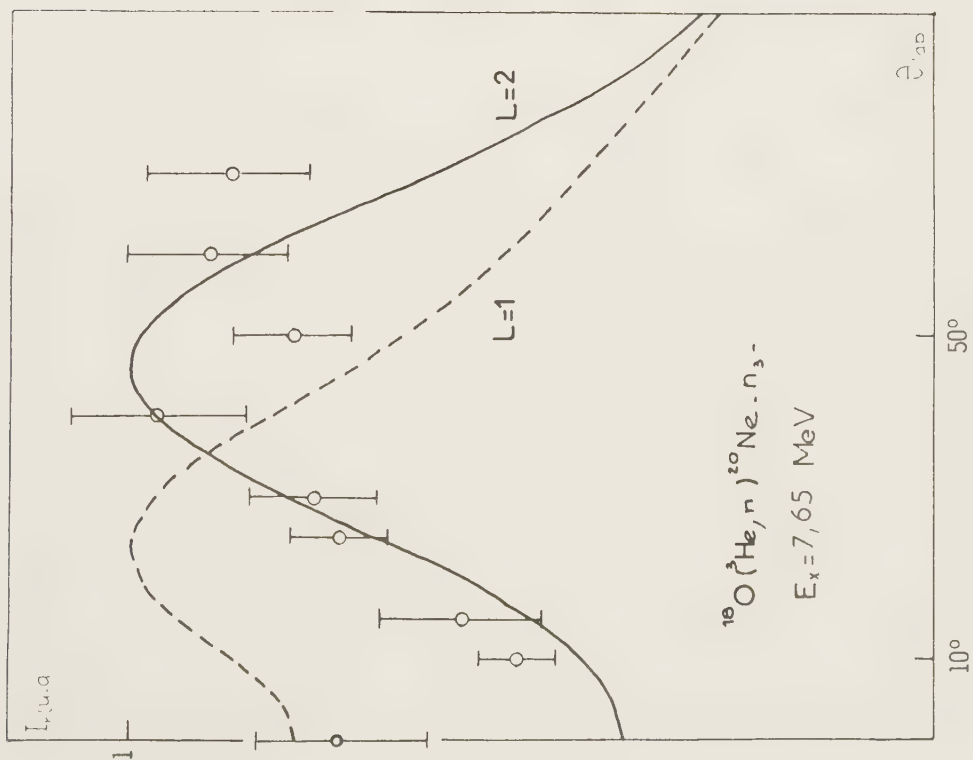


Fig. 23 -

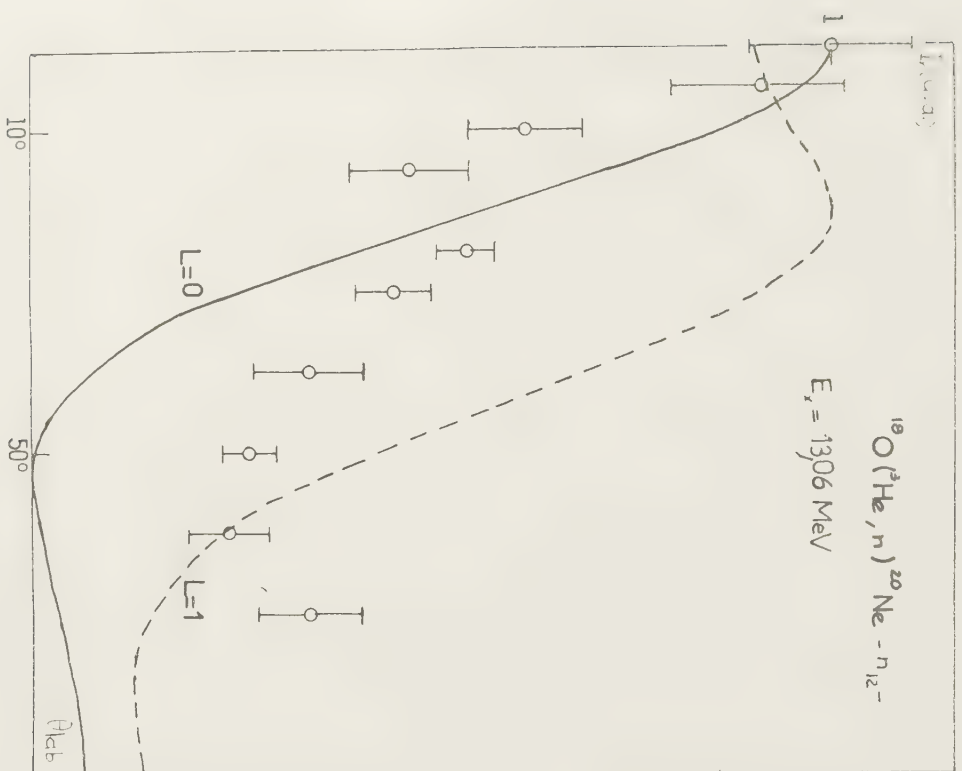


Fig. 24 -

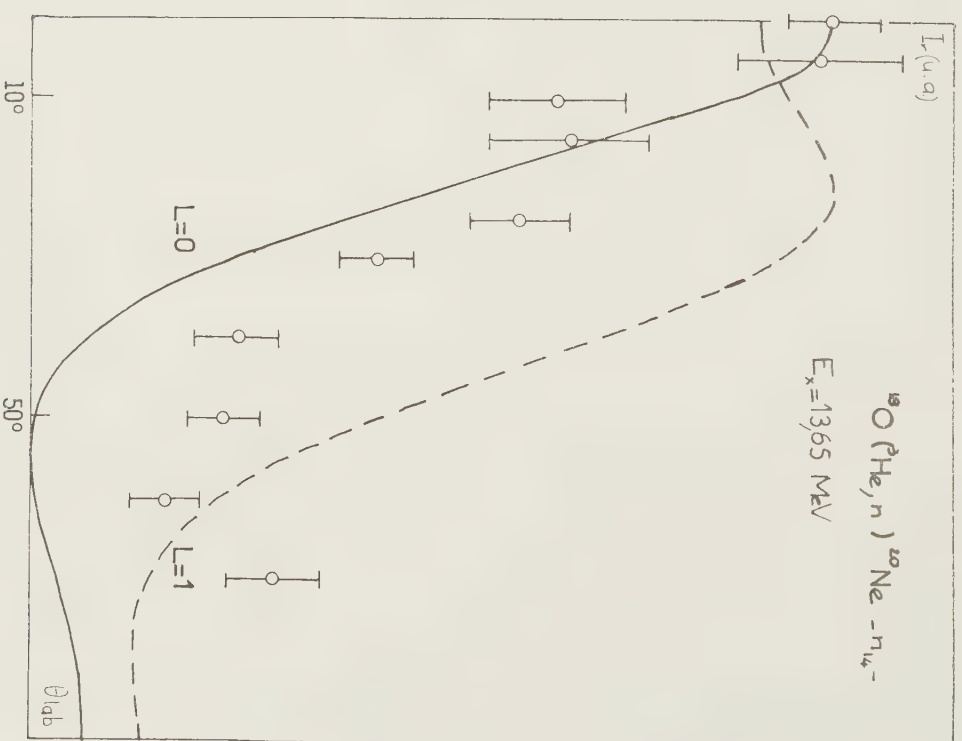


Fig. 25 -

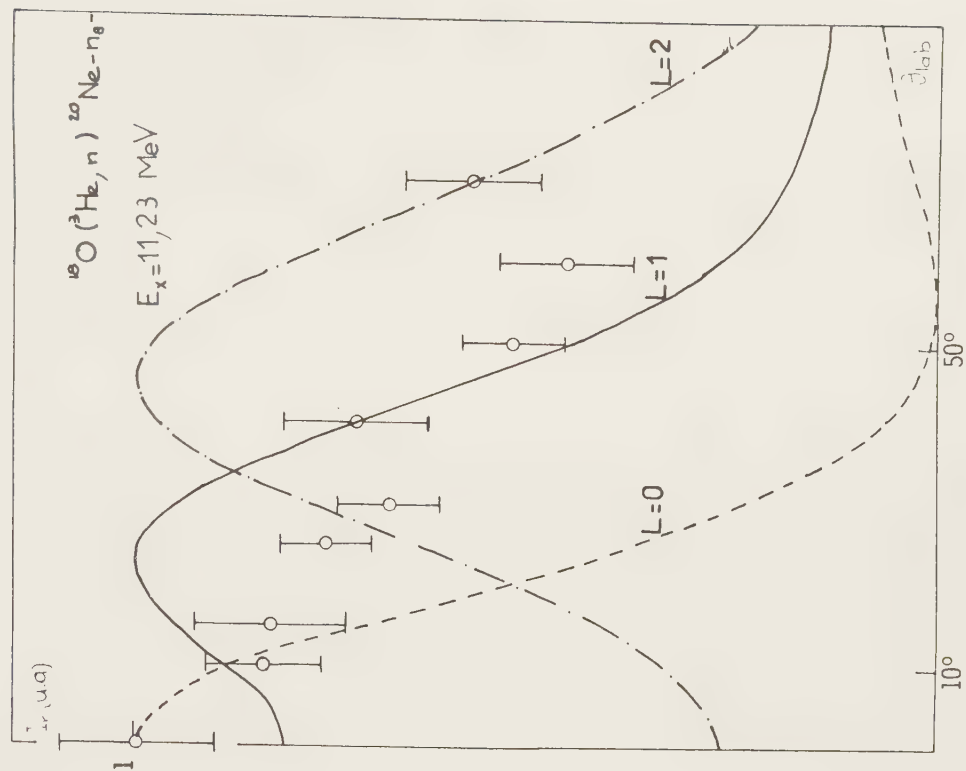


Fig. 26 -

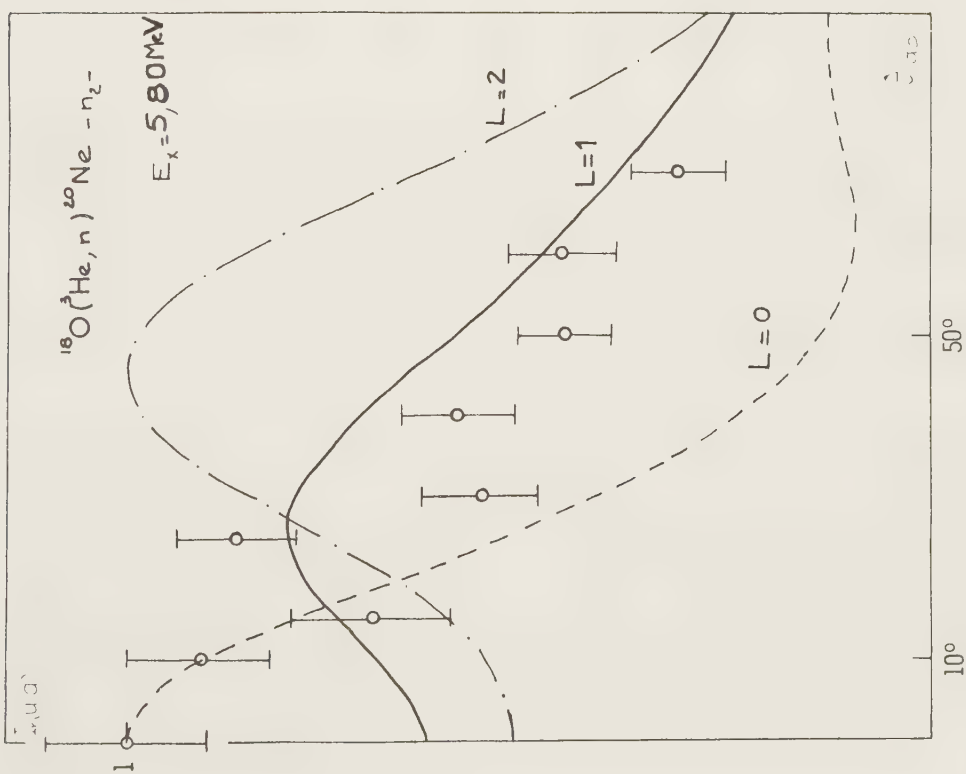


Fig. 27 -

b) - Niveau de 10,27 MeV (n_6) (fig. 23) -

Le niveau de 10,27 MeV est bien connu (70) (71). Il a les caractéristiques $J^\pi = 2^+$. Comme dans le cas précédent, nous obtenons un bon accord entre la forme théorique correspondant à $L = 2$ et la distribution expérimentale.

c) - Niveaux de 13,06 MeV (n_{12}) et de 13,65 MeV (n_{14}) (fig. 24 et 25) -

Dans les deux cas, la courbe théorique compatible avec la distribution expérimentale correspond à $L = 0$ sans ambiguïté. Cependant, le minimum associé à la courbe expérimentale a une valeur plus importante que celui prévu théoriquement. Il n'est pas exclu que cette différence soit imputable à la petite contribution d'un mécanisme de noyau composé, ces niveaux étant toutefois principalement peuplés par un mécanisme direct de transfert de deux nucléons.

Des résultats tout à fait analogues concernant le niveau de 13,06 MeV ont été obtenus tout récemment par K. GUL et coll. (67) (réaction $^{18}\text{O} (^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ à 3,1 MeV).

d) - Niveaux à parité négative : 5,80 MeV (n_2) et 11,23 MeV (n_8) de caractéristiques communes $J^\pi = 1^-$ (fig. 26 et 27) -

Le niveau de 5,80 MeV a des caractéristiques très bien connues (32) (72) : $J^\pi = 1^-$. Le niveau de 11,23 MeV a été identifié par J. JOHN et coll. (73) comme ayant les caractéristiques $J^\pi = 1^-$, sans ambiguïté.

Nous avons étudié les distributions angulaires de ces niveaux afin de vérifier s'il était possible de peupler ces niveaux par un mécanisme direct de transfert de deux protons sans excitation du cœur. L'accord entre la courbe théorique correspondant à $L = 1$ est la plus satisfaisante mais il n'est pas exclu que pour expliquer le peuplement de tels niveaux il faille tenir compte d'une contribution de l'excitation du cœur.

C) Renseignements spectroscopiques déduits de cette analyse - Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux -

a) Comme nous l'avons déjà vu, la donnée du moment de transfert L de la paire de protons permet la détermination, sans ambiguïté du spin et de la parité du niveau nucléaire associé :

$$J = L$$

$$\pi = (-1)^L$$

D'autre part, les états qui peuvent être peuplés au cours de la réaction ont les valeurs possibles du spin isotopique $T = 0, 1$ ou 2 . (Le premier état $T = 2$ du Néon 20 a été déterminé grâce à la réaction $^{18}\text{O} (^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ par E. ADELBERGER et coll. (74)).

b) Les résultats obtenus sont résumés dans la table 8 :

Table 8

Energie d'excitation du niveau (MeV)	5,80	7,65	10,27	11,23	13,06	13,65
Moment de transfert L attribué	(1)	2	2	(1)	0	0
Caractéristiques J^π	(1^-)	2^+	2^+	(1^-)	0^+	0^+

c) - Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux :

a) Niveau de 5,80 et 7,65 MeV

A.E. LITHERLAND et coll. (64) ont classé certains niveaux nucléaires du Néon 20 en bandes rotationnelles. Ces bandes sont rappelées et complétées dans l'article de W.E. HUNT et coll. (75). Les états de 5,80 MeV et de 7,65 MeV (deux niveaux non séparés : 7,43 et 7,84 MeV) sont classés dans ces bandes dont nous rappelons les résultats sur la table 9.

Table 9

Niveaux	Bande	Eléments de la bande de rotation			
		5,80 MeV ($J^\pi = 1^-$)	7,166 (3^-)	10,30 (5^-)	15,43 (7^-)
7,43 MeV	$K = 0^+$	6,722 (0^+)	7,434 (2^+)	9,076 (4^+)	12,58 (6^+)
7,84 MeV	$K = 0^+$	7,202 (0^+)	7,838 (2^+)	9,99 (4^+)	13,94 (6^+)

β) Niveau de 10,27 MeV

J.D. PEARSON et coll. (70) ont identifié ce niveau par l'intermédiaire de la réaction $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$.

J.D. PEARSON et R.H. SPEAR (71) l'ont identifié en utilisant la réaction $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$. Ces auteurs concluent que ce niveau est le premier état $T = 1$ du Néon 20. Leur conclusion est basée sur les mesures de l'énergie d'excitation du niveau, du spin et de la parité, de la largeur totale et de la largeur radiative $M 1$.

γ) Niveau de 11,23 MeV

Il a été identifié par J. JOHN et coll. (73) par l'étude des résonances lors de la diffusion inélastique $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha')^{16}\text{O}$. Ces auteurs lui ont attribué sans ambiguïté le spin et la parité $J^\pi = 1^-$. J.D. PEARSON et R.H. SPEAR (71) proposaient les deux possibilités $J^\pi = 1^-$ ou 2^+ .

δ) Niveau de 13,06 MeV

Nous avons attribué sans ambiguïté la valeur du spin et de la parité $J^\pi = 0^+$. Nos résultats viennent d'être corroborés tout récemment par ceux de K. GUL et coll. (67) (étude de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ à 3,1 MeV).

- Niveau de 13,65 MeV -

R.C. RITTER et coll. (76) ont observé les transitions $l_p = 0$ (l_p est le moment de transfert du proton) au cours de la réaction $^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}$. Ces auteurs observent un niveau à 13,650 MeV d'excitation avec les caractéristiques suivantes : $J^\pi = (0)^+$ (ambiguïté sur le spin) et $T = 1$. Ces caractéris-

tiques sont déduites de la forme de la distribution angulaire des neutrons et de la comparaison de la largeur réduite expérimentale avec celle calculée par A.M. LANE (92) à partir des résonances induites en proton. D'autre part, F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN proposent dans leurs tables (32) un niveau à 13,673 MeV d'excitation de caractéristiques possibles $J^\pi = 0^+$ ou 2^+ . Nos résultats permettent de préciser le spin et la parité $J^\pi = 0^+$ sans ambiguïté. En outre, le caractère supplémentaire $T = 1$ affirmé par R.C. RITTER et coll. (76) est en très bon accord avec certaines prévisions théoriques (20).

3 - Interprétation théorique des résultats -

A) Niveaux à parité positive -

a) - Etats $T = 0$ - Niveaux de 7,65 MeV ($J^\pi = 2^+$) et de 13,06 MeV ($J^\pi = 0^+$)

Les états ayant la symétrie orbitale $[f] = [4]^+$ (fonction d'onde spatiales totalement symétrique) auront la symétrie conjuguée pour la partie spin-isospin de la fonction d'onde : $[\tilde{f}] = [1111]$ qui correspond à $S = 0$, $T = 0$.

Nous rapportons dans la table 1 les résultats de J.P. ELLIOT (12) concernant les états ayant la symétrie orbitale $[4]^+$ et classés selon le groupe SU_3 , ce sont :

$$[f] = [4]^+ \quad (\lambda\mu) = (80), (42), (04), (20)$$

Cette classification (appendice B) prévoit ainsi 4 niveaux de caractéristiques $J^\pi = 0^+$ origines de bandes de rotation.

Reportons-nous à l'article de M. HARVEY (14) pour avoir une estimation de l'énergie d'excitation de ces niveaux.

M. HARVEY signale que l'illustration du modèle SU_3 proposée pour le Néon 20 ne doit être vue ni comme une vérification du modèle SU_3 , ni comme une réfutation. Nous allons cependant l'utiliser pour avoir un ordre de grandeur de l'énergie d'excitation de certains états classés selon ce modèle.

M. HARVEY propose un potentiel effectif de la forme :

$$V = aM + \frac{b}{4} (Q \cdot Q)$$

a et b sont deux paramètres à ajuster

$M = \sum_{i,j} P_{ij}$ est l'opérateur de Majorana qui ordonne les états selon leur symétrie orbitale [f]. La symétrie $[4]^+$ correspond aux états les plus bas en énergie.

Le potentiel précédent reproduit les caractéristiques d'un potentiel à deux corps (Yukawa) avec échange de Serber et une profondeur $V_0 = 40$ MeV pour :

$$a \simeq - 1,053 \text{ MeV}$$

$$b \simeq - 0,211 \text{ MeV}$$

De plus, la partie à un corps du potentiel conduit à un "splitting" s-d de $4,5 \text{ b} \simeq 1 \text{ MeV}$, qui est de l'ordre de grandeur correct observé dans ^{17}O .

La dégénérescence des états de symétrie orbitale $[4]^+$ sera obtenue grâce à l'opérateur quadrupôle-quadrupôle $\frac{b}{4} (Q \cdot Q)$ avec :

$$\frac{b}{4} (Q \cdot Q) = \frac{b}{4} \tilde{C}_2 - \frac{3}{4} b \vec{L}^2$$

$\tilde{C}_2$ est l'opérateur de Casimir de forme bilinéaire du groupe SU_3 et sa valeur moyenne correspondant à l'état de plus fort poids pour une partition $(\lambda\mu)$ est :

$$\langle \tilde{C}_2 \rangle_{\lambda\mu} = 4 (\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu)$$

L'opérateur de Casimir lève ainsi la dégénérescence selon le groupe SU_3 .

Le terme $\vec{L}^2$ lève la dégénérescence selon R_3 , c'est-à-dire selon le moment orbital L associé à la partition $(\lambda\mu)$:

$$- \frac{3}{4} b L (L + 1)$$

Nous reportons sur la figure 28-a le schéma de niveau prévu par ce modèle. Nous donnons sur la figure 28-c quelques autres résultats expérimentaux. En particulier K. GUL et coll. (67) ont identifié le niveau que nous avons observé à 12,40 MeV d'excitation comme un état de caractéristiques : $J^\pi = 0^+$.

Le niveau de caractéristiques $J^\pi = 0^+$ que nous avons identifié à 13,06 MeV est fortement excité si nous le considérons comme un état $T = 0$. Nous pensons pouvoir faire correspondre ce niveau au quatrième état $J^\pi = 0^+$ ($(\lambda, \mu) = (20), T = 0$) prévu par le modèle SU_3 , le niveau caractérisé par $J^\pi = 0^+$ à 12,40 MeV étant un bon candidat pour le troisième état ($(\lambda, \mu) = (04), T = 0$).

Le deuxième et le quatrième état $J^\pi = 0^+$ sont alors prévus avec une énergie d'excitation E_x trop importante. Nous avons essayé de voir le comportement énergétique de ces états en ajustant b de façon que le deuxième état $J^\pi = 0^+$ reproduise en énergie d'excitation les origines des premières bandes de rotation excitées bien connues du Néon 20 (64) (75) : soit 7 MeV environ. En prenant $b = -0,167$ MeV, nous obtenons le schéma de niveaux de la figure 28-b où le dernier état $J^\pi = 0^+$ est prévu à 13 MeV d'excitation.

Donnons un exemple de modèle plus réaliste mais où les fonctions d'onde sont limitées à la symétrie orbitale $[4]^+$ afin de pouvoir conserver le classement précédent. Parmi différents calculs de modèles en couches (77) (78) (79), nous avons retenu celui de E. FLAMM et coll. (80).

Les auteurs effectuent un calcul standard de modèle en couches (avec quatre nucléons dans la couche sd de l'oscillateur harmonique). L'interaction résiduelle à deux corps indépendants du spin utilisée correspond à un échange de Serber et à une dépendance radiale de Yukawa :

$$H_{12} = V_0 \frac{\exp(-r_{12}/a)}{(r_{12}/a)} \left(\frac{1 + p^x}{2} \right)$$

p^x est l'opérateur d'échange spatial

$$V_0 = -45 \text{ MeV}$$

$$a = 1,37 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

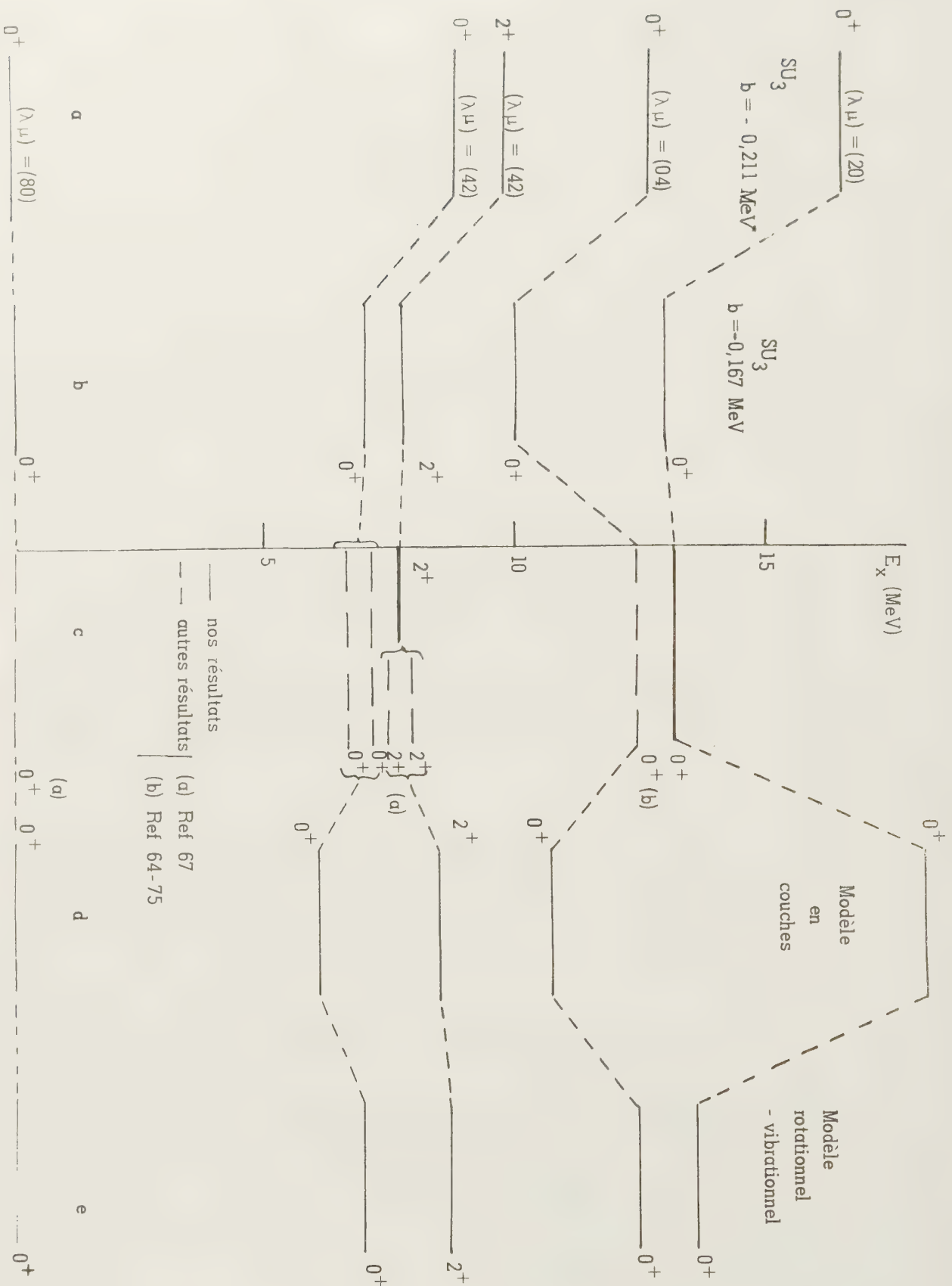


Fig. 28.- Niveaux à parité positive du Néon 20 ($T = 0$) - [f] [4]⁺

L'hamiltonien est diagonalisé de manière standard pour obtenir les fonctions d'onde de modèle en couches ainsi que les valeurs propres correspondantes. Seules les fonctions d'onde dont la partie orbitale est complètement symétrique sont prises en considération (symétrie [4]). Le schéma de niveaux correspondant est illustré sur la figure 28-d. Le quatrième niveau de caractéristiques $J^\pi = 0^+$ est prévu cependant avec une forte énergie d'excitation.

Par contre, le schéma de niveaux théorique de la figure 28-e reproduit de façon fort satisfaisante les données expérimentales. E. FLAMM et coll. développent une méthode de reformulation du modèle en couches qui permet d'obtenir une équation de Schrödinger vibrationnelle-rotationnelle (équation 58 de la référence 80).

Pour les niveaux de la bande de rotation associée au niveau fondamental du Néon 20, les auteurs montrent que leurs calculs sont semblables à ceux du modèle SU_3 de J.P. ELLIOT (12).

En vertu de la discussion précédente, nous pensons pouvoir conclure que le niveau de 13,06 MeV ($J^\pi = 0^+$) a d'importantes caractéristiques rotationnelles-vibrationnelles et une forte symétrie SU_3 de caractéristiques $(\lambda\mu) = (20)$.

Le niveau de 7,65 MeV ($J^\pi = 2^+$) est bien reproduit par les différents modèles. Nous verrons d'autre part que le modèle à couplage intermédiaire de M.C. BOUTEN et coll. (20) le prévoit de façon très satisfaisante (figure 29-c).

b) - Etats $T = 1$ - Niveaux de 10,27 MeV ($J^\pi = 2^+$) et de 13,65 MeV ($J^\pi = 0^+$) -

Le niveau de 10,27 MeV a été identifié comme le premier état $T = 1$ (7^1). D'autre part, R.C. RITTER et coll. (76) ont déterminé les caractéristiques $T = 1$ $J^\pi = (0^+)$ (incertitude sur le spin) pour un niveau de 13,65 MeV que nous identifions avec le nôtre.

Ces caractéristiques sont en très bon accord avec les prévisions théoriques de M.C. BOUTEN et coll. (20) (modèle à couplage intermédiaire déjà décrit lors de l'étude de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$). Les résultats sont reportés sur les figures 29-a et 29-c. Les valeurs des paramètres α et x qui correspondent

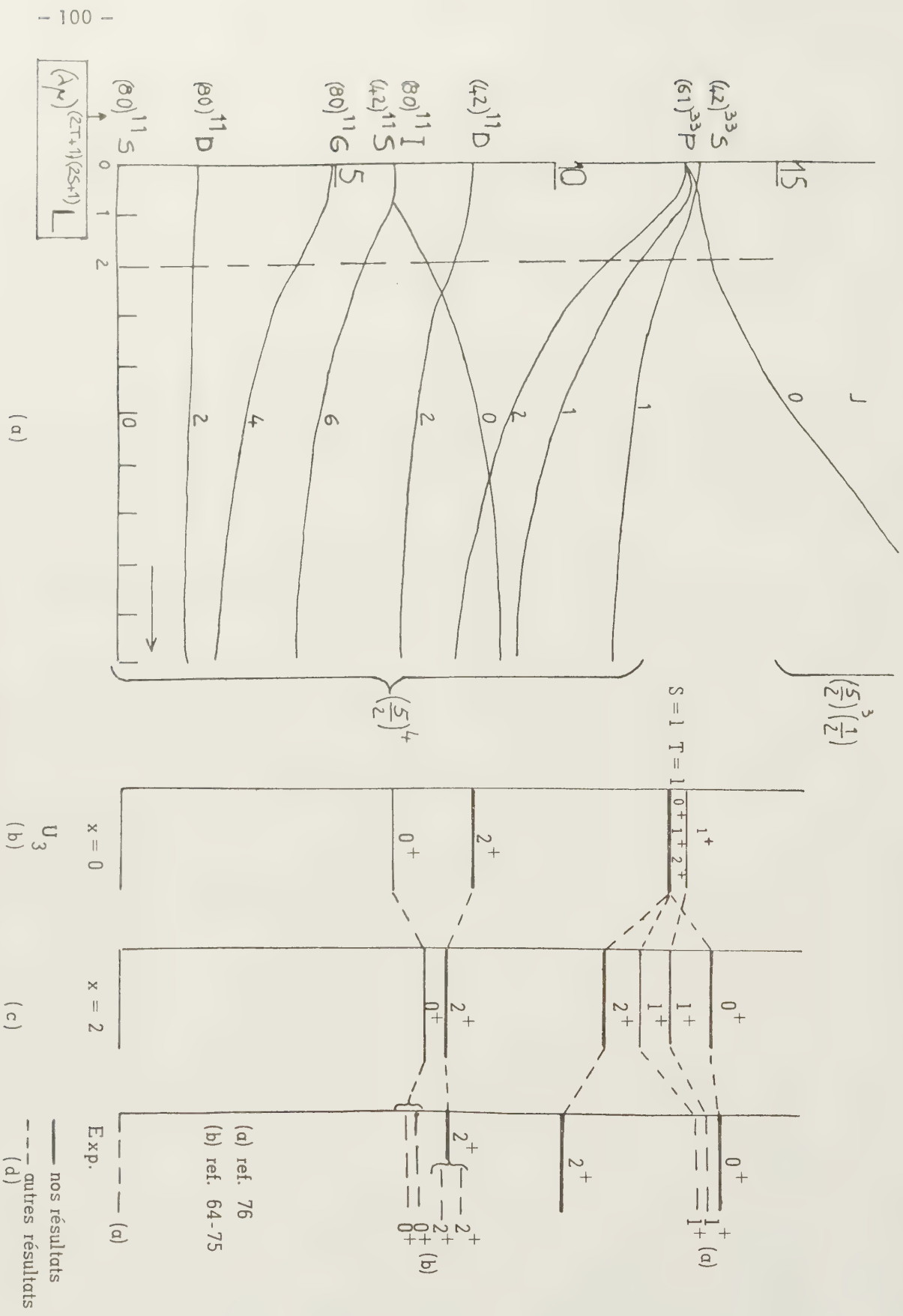


Fig. 29.- Couplage intermédiaire - Néon 20 -

au meilleur ajustage entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux sont pour le Néon 20 :

$$\alpha = 1 \quad x = 2$$

Afin de mieux illustrer la validité de ce modèle, nous reportons les résultats obtenus par R. C. RITTER et coll. (76) : deux niveaux de caractéristiques $T=1$, $J^\pi=1^+$ respectivement à 13,17 MeV et 13,485 MeV d'excitation.

Nous reportons sur la figure 29-b les résultats obtenus en prenant $x = 0$ correspondant au couplage extrême U_3 (couplage L-S).

Nous pensons ainsi attribuer à nos niveaux expérimentaux les caractéristiques suivantes (dans le cas du couplage extrême) :

$$(\lambda, \mu) (2S + 1) (2T + 1) L = (61) 33 P$$

Toutefois, ces états sont mieux décrits en couplage intermédiaire.

B) Niveaux à parité négative : 5,80 MeV ($J^\pi = 1^-$) et 11,23 MeV ($J^\pi = 1^-$) -

Le modèle de J. B. Mc GRORY (56) prévoit deux niveaux de caractéristiques $J^\pi = 1^-$ vers 6,6 MeV et 10 MeV d'excitation respectivement en bon accord avec les niveaux expérimentaux précités.

Ce modèle est un modèle en couches conventionnel avec l'hypothèse d'un cœur inerte de Carbone 12. L'espace de configuration est limité aux orbitales à particule indépendante $1p_{\frac{1}{2}}$, $1d_{\frac{5}{2}}$, $2s_{\frac{1}{2}}$. Tous les états possibles construits en considérant toutes les configurations des particules dans les trois orbitales sont envisagés. Les parties à un corps et à deux corps de l'hamiltonien effectif sont les mêmes que celles discutées par A. P. ZUKER sur le Fluor 18 (81). Elles sont analogues à celles définies par KUC (57).

W. H. BASSICHIS et I. KELSON (82), en appliquant la théorie de Hartree-Fock dépendante du temps, interprètent certaines bandes à parité né-

gative du Néon 20 (en particulier les auteurs trouvent un niveau théorique de caractéristiques $J^\pi = 1^-$ à 6,60 MeV d'excitation, qu'ils associent au niveau expérimental de 5,80 MeV). W.H. BASSICHIS et I. KELSON interprètent ce niveau en considérant une configuration $(2s-1d)^5 (1p)^{-1}$.

Le peuplement de tels niveaux (de configuration $(2s-1d)^5 (1p)^{-2}$) par un mécanisme de stripping de deux protons sans excitation du cœur n'est pas exclu. En effet, comme nous l'avons déjà signalé, l'état fondamental de l'oxygène 18 peut être interprété comme possédant une composante $(2s-1d)^4 (1p)^{-2}$ (51) (52). Un des deux protons pourrait être alors transféré dans la couche 1p. Cependant, le mécanisme de la réaction comporte vraisemblablement d'autres processus (du type excitation du cœur par exemple) car l'accord entre les distributions théoriques et expérimentales concernant ces états n'est pas d'une grande rigueur.



CONCLUSION

Cette étude souligne l'intérêt des réactions de transfert d'un ou deux nucléons sur des noyaux cibles ayant un moment angulaire total nul dans leur état fondamental (cas de l'oxygène 18 : $J^\pi = 0^+$). Les règles de sélection permettent de déduire de la détermination du moment de transfert, des renseignements spectroscopiques précis concernant l'état peuplé par le mécanisme de stripping.

Au cours de l'étude de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$, nous avons mis en évidence trois nouveaux états du Fluor 19 dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$E_x = 7,52 \text{ MeV} \quad J^\pi = \frac{1}{2}^- \text{ ou } \frac{3}{2}^-$$

$$E_x = 7,67 \text{ MeV} \quad J^\pi = \frac{1}{2}^+$$

$$E_x = 8,13 \text{ MeV} \quad J^\pi = \frac{1}{2}^+$$

Les deux derniers niveaux ont été observés récemment au cours de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ à 16 MeV (36) mais une ambiguïté sur la détermination du moment de transfert est signalée par les auteurs. Notre expérience a permis de lever celle-ci.

La présence de deux états $\frac{1}{2}^+$ vers 8 MeV d'excitation est en bon accord avec les prévisions du modèle en couches d'OAK-RIDGE (55) et du modèle à couplage intermédiaire de M.C. BOUTEN et coll. (20) qui prévoient

l'un et l'autre un niveau de caractéristiques $J^\pi = \frac{1}{2}^+$, $T = \frac{3}{2}$ possédant approximativement cette énergie d'excitation.

Au cours de ce travail, nous avons pu comparer par l'étude des facteurs spectroscopiques, le peuplement de différents niveaux connus :

Fondamental	$J^\pi = \frac{1}{2}^+$
$E_x = 0,197 \text{ MeV}$	$J^\pi = \frac{5}{2}^+$
$E_x = 6,27 \text{ MeV}$	$J^\pi = \frac{1}{2}^+$
$E_x = 6,79 \text{ MeV}$	$J^\pi = \frac{3}{2}^-$

par les deux types de réaction de transfert d'un proton suivants : $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ d'une part ($E_d = 4 \text{ MeV}$) et $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ d'autre part ($E_{^3\text{He}} = 11 \text{ (38)}$ et 16 MeV (36)). Les résultats spectroscopiques sont en bon accord, ce qui permet de déduire une grande analogie entre ces différentes expériences.

L'étude de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ nous a permis la détermination de deux niveaux du Néon 20 dont les caractéristiques sont :

$E_x = 13,06 \text{ MeV}$	$J^\pi = 0^+$
$E_x = 13,65 \text{ MeV}$	$J^\pi = 0^+$

Le premier de ces niveaux était jusqu'alors inconnu. Tout récemment, une autre expérience de transfert de deux protons ($^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ à $3,1 \text{ MeV}$ (67)) a confirmé notre détermination concernant le premier de ces états (66).

En ce qui concerne le deuxième niveau, notre travail a permis de lever l'ambiguïté $J^\pi = 0^+$ et $J^\pi = 2^+$ résultant de travaux antérieurs (32).

Nous avons assimilé le niveau de $13,08 \text{ MeV}$ au plus haut niveau de caractéristiques $J^\pi = 0^+$ prévu par la classification des états à 4 particules dans la couche (2s-1d) selon la symétrie $[4]^+$.

Le niveau de 13,65 MeV s'était déjà vu attribuer par R. C. RITTER et coll (⁷⁶) un spin isotopique $T = 1$. Il peut très bien s'interpréter comme correspondant au niveau théorique de 13,5 MeV ayant les mêmes caractéristiques prévu par le modèle à couplage intermédiaire de M. C. BOUTEN et coll. (²⁰).



BIBLIOGRAPHIE

- 1 .— G.R. SATCHLER, Nucl. Phys., 55 (1964) 1.
- 2 .— W. TOBOCMAN, "Theory of direct nuclear reactions", (Oxford University Press, New-York) (1961).
- 3 .— J.R. ROOK et D. MITRA, Nucl. Phys., 51 (1964) 96.
- 4 .— E.M. HENLEY et D.U.L. YU, Phys. Rev., 133 (1964) B 1445.
- 5 .— N.K. GLENDENNING, Ann. Rev. Nucl. Sc., 13 (1963) 191.
- 6 .— N.K. GLENDENNING, Phys. Rev., 137 (1965) B 102.
- 7 .— S.T. BUTLER, Proc. Roy. Soc., A 208 (1951) 559.
- 8 .— W.R. SMITH, Nucl. Phys., A 94 (1967) 550.
- 9 .— L.J.B. GOLDFARB et E. PARRY, Nucl. Phys., A 116 (1968) 309.
- 10.— M. MOSHINSKY, Nucl. Phys., 13 (1959) 104.
- 11.— T.A. BRODY et M. MOSHINSKY, "Tables of transformation brackets", (Monografias del Instituto de Fisica, Mexico, 1960).
- 12.— J.P. ELLIOT, Proc. Roy. Soc., A 245 (1958) 128 et 562.
- 13.— J.P. ELLIOT, "Selected Topics in Nuclear Theory", IAEA, Vienne, 1963.
- 14.— M. HARVEY, "Advances in Nuclear Physics", Vol. 1, Plenum Press, New-York, 1968.
- 15.— M. HAMERMESH, "Group theory and its application to physical problems", Addison -Wesley, Reading, Massachusetts, 1964.
- 16.— D.L. HILL et J.A. WHEELER, Phys. Rev., 89 (1953) 1102.
- 17.— S.A. MOSZKOWSKI, "Encyclopedia of Physics", S. Flügge, ed. Springer-Verlag, Berlin-Göttingen - Heidelberg (1957).
- 18.— A.R. EDMONDS, "Angular Momentum in Quantum Mechanics" Princeton University Press, Princeton, N.J., 1957.
- 19.— J.P. ELLIOT et M. HARVEY, Proc. Roy. Soc., A 272 (1963) 557.
- 20.— M.C. BOUTEN, J.P. ELLIOT et J.A. PULLEN, Nucl. Phys., A 97 (1967) 113.
- 21.— J.P. ELLIOT et B.H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc., A 229 (1955) 536.
- 22.— Y. DESCHAMPS, Thèse, Orsay (à paraître).

- 23.— L.H. ROSIER, Y. DESCHAMPS et R. TAMISIER, C.R. Acad. Sc. Paris, 268
(28 Avril 1969) 1149.
- 24.— Y. DESCHAMPS, L.H. ROSIER, R. TAMISIER et P. AVIGNON, Conférence
Internationale sur les propriétés des états nucléaires,
Montréal, (1969) 8 — 60.
- 25.— L.H. ROSIER, Thèse, Orsay, 1967.
- 26.— B. MONTSANGLANT, Mémoire CNAM, Paris 1966.
- 27.— A.H.F. MUGGLETON et C.T. PARSONS, Nucl. Instr. Meth. 27 (1964) 357.
- 28.— Y. DESCHAMPS, P. AVIGNON, G. GOBY, B. ROSENBAUM et L.H. ROSIER,
Congrès sur l'identification des particules, Lyon (1967).
- 29.— B. RAMSTEIN, DEA, Nantes, 1969.
- 30.— J.B. MARION et J.L. FOWLER, Fast Neutron Physics Part. I, Interscience
Publishers Inc. New-York (1960) 80.
- 31.— R.M. BAHNSEN, W.R. WYLIE et H.W. LEFEVRE, Phys. Rev. C, 2 (1970) 859.
- 32.— F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN, Nucl. Phys., 11 (1959) 1.
T. LAURITZEN et F. AJZENBERG-SELOVE, "Energy Levels of Light Nuclei",
Nucl. Data Sheets (mai 1962).
- 33.— M.G. REDLICH, Phys. Rev., 99 (1955) 1427.
- 34.— E.B. PAUL, Phil. Mag., 2 (1957) 311.
- 35.— G. RAKAVY, Nucl. Phys., 4 (1957) 375.
- 36.— C. SCHMIDT et H.H. DUHM, Nucl. Phys., A 155 (1970) 644.
- 37.— C.O. LENNON, P.R. ALDERSON, J.L. DURELL, L.L. GREEN et
I.M. NAQIB, Phys. Let., 28 B (1968) 253.
- 38.— L.L. GREEN, C.O. LENNON et I.M. NAQIB, Nucl. Phys., A 142
(1970) 137.
- 39.— K. GUL, B.H. ARMITAGE et B.W. HOOTON, Nucl. Phys., A 122 (1968) 81.
- 40.— R.J. PHILPOTT, W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER, Nucl. Phys., A 119
(1968) 241 ; A 125 (1969) 176.
- 41.— E. ROST, Phys. Lett., 21 (1966) 87.
- 42.— E. ROST, Phys. Rev., 154 (1967) 994.
- 43.— P.D. KUNZ, E. ROST et R.R. JOHNSON, Phys. Rev. 177 (1969) 1737.
- 44.— J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE et A.H. WAPSTRA, Nucl. Phys., 67
(1965) 1.
- 45.— P.E. HODGSON, The opt. mod. of elast. scat. (Clarendon Press, Oxford,
1963).
Proc. Phys. Soc. 77 (1961) 997.
Dir. Int. and Nucl. React. Mech., ed. par E. Clementel
et C. Villi, Gordon and Breach, Science Publishers,
New-York—London (1962) 103.

- 46.— V.E. BUNAKOV, Nucl. Phys., A 140 (1970) 241.
- 47.— H. SMOTRICH, K.W. JONES, L.C. McDERMOTT et R.E. BENENSON, Phys. Rev., 122 (1961) 232.
- 48.— H.G. BENSON et B.H. FLOWERS, Nucl. Phys., A 126 (1969) 305.
- 49.— A. KALLIO et K. KOLLTVEIT, Nucl. Phys., 53 (1964) 87.
- 50.— B.L. SCOTT et S.A. MOSZKOWSKI, Nucl. Phys., 29 (1962) 665.
- 51.— H.G. BENSON et J.M. IRVINE, Proc. Phys. Soc., 89 (1966) 249.
- 52.— H.G. BENSON et B.H. FLOWERS, Nucl., A 126 (1969) 332.
- 53.— W.H. BASSICHIS, B. GIRAUD et G. RIPKA, Phys. Rev. Lett., 15 (1965) 980.
- 54.— I. UNNA, Phys. Rev., 132 (1963) 2225.
- 55.— E.C. HALBERT, "Third symposium on the structure of low-medium mass nuclei", J.D. Davidson ed., University Press of Kansas, Lawrence and London (1968).
- 56.— J.B. McGRORY, Phys. Lett., 31 B (1970) 339.
- 57.— T.T.S. KUO, Nucl. Phys., A 103 (1967) 71.
- 58.— T.T.S. KUO et G.E. BROWN, Nucl. Phys., 85 (1966) 40.
- 59.— B.C. WALSH et J.M. NAQIB, Nucl. Phys., A 140 (1970) 571.
- 60.— S.G. NILSSON, Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 n° 16 (1955).
- 61.— K.W.C. STEWART et B. CASTEL, Can. Journ. of Phys., 47 (1969) 2004.
- 62.— M. HARVEY, Nucl. Phys., 52 (1964) 542.
- 63.— P.J. ELLIS et T. ENGELAND, Nucl. Phys., A 144 (1970) 161.
- 64.— A.E. LITHERLAND, J.A. KUEHNER, H.E. GOVE, M.A. CLARK et E. ALMQVIST, Phys. Rev. Lett., 7 (1961) 98.
- 65.— G. Th. KASCHL, G. J. WAGNER, G. MAIRLE, U. SCHMIDT-ROHR et P. TUREK, Nucl. Phys., A 155 (1970) 417.
- 66.— R. TAMISIER, C. LEBRUN, D. ARDOUIN, Y. DESCHAMPS, L.H. ROSIER et P. AVIGNON, C.R. Acad. Sc. Paris, 270 (20 Mai 1970) 1309.
- 67.— K. GUL, B.H. ARMITAGE et B.W. HOOTON, Nucl. Phys., A 153 (1970) 390.
- 68.— R.W. ZURMÜHLE et C.M. FOU, Nucl. Phys., A 129 (1969) 502.
- 69.— G. SCHEKLINSKI, U. STOHBUSCH et B. GOEL, Nucl. Phys., A 153 (1970) 97.
- 70.— J.D. PEARSON, E. ALMQVIST et J.A. KUEHNER, Can. Journ. of Phys., 42 (1964) 489.
- 71.— J.D. PEARSON et R.H. SPEAR, Nucl. Phys., 54 (1964) 434.
- 72.— J.A. KUEHNER, Phys. Rev., 125 (1962) 1650.
- 73.— J. JOHN, J.P. ALDRIDGE et R.H. DAVIS, Phys. Rev., 181 (1969) 1455.

- 74.— E. ADELBERGER, A.B. Mac DONALD et C.A. BARNES, Nucl. Phys., A 124 (1969) 49.
- 75.— W.E. HUNT, M.K. MEHTA et R.H. DAVIS, Phys. Rev., 160 (1967) 782.
- 76.— R.C. RITTER, J.T. PARSON et D.L. BERNARD, Phys. Let., 28 B (1969) 588.
- 77.— T. ENGELAND et A. KALLIO, Nucl. Phys., 59 (1964) 211.
- 78.— Y. AKIYAMA, A. ARIMA et T. SEBE, Nucl. Phys., A 138 (1969) 273.
- 79.— T. INCUE, T. SEBE, H. HAGIWARA et A. ARIMA, Nucl. Phys., 59 (1964) 1.
- 80.— E. FLAMM, C.A. LEVINSON et S. MESHKOV, Phys. Rev., 129 (1963) 297.
- 81.— A.P. ZUKER, Phys. Rev. Let., 23 (1969) 983.
- 82.— W.H. BASSICHIS et I. KELSON, Phys. Rev., 136 (1964) B 385.
- 83.— M.F. THOMAS, J.S. LOPES, R.W. CILLERHEAD, A.R. POLETTI et E.K. Warburton, Nucl. Phys., 78 (1966) 298.
- 84.— N.A. BOSTROM, E.L. HUDSPETH et I.L. MORGAN, Phys. Rev., 105 (1957) 1545.
- 85.— C.M. LEDERER, J.M. HOLLANDER et I. PERLMAN, Table of Isotopes (6ème édition), John Wiley et sons inc. New-York - London-Sydney (1968).
- 86.— A.E. LITHERLAND, M.A. CLARK et C. BROUDE, Phys. Lett., 3 (1963) 204.
- 87.— A. GALLMANN, P. FINTZ et P.E. HOGDSON, Nucl. Phys., 82 (1966) 161.
- 88.— P. BOSCHUNG, J.T. LINDOW et E.F. SHRADER, Nucl. Phys., A 161 (1971) 593.
- 89.— R.H. SIEMSEN, L.L. LEE et D. CLINE, Phys. Rev., 140 (1965) B 1258.
- 90.— G. ROTBARD, Thèse Orsay, 1970.
- 91.— E.F. GIBSON, B.W. RIDLEY, J.L. KRAUSHAAR, M.E. RICKEY et R.H. BASSEL, Phys. Rev., 155 (1964) 1194.
- 92.— A.M. LANE, Rev. Mod. Phys., 32 (1960) 519.



APPENDICE A

Expression des coefficients de structure G (6) -

Les facteurs G_{NLSJT} (formule 20 du cadre théorique) ont pour expression :

$$G_{NLSJT} = g \sum_Y \beta_{\gamma LSJT} \Omega_n \langle nO, NL ; L | n_1 l_1, n_2 l_2 ; L \rangle \quad (A-1)$$

$\beta_{\gamma LSJT}$ représente la partie spectroscopique et le produit $g \Omega_n \langle nO, NL ; L | n_1 l_1, n_2 l_2 ; L \rangle$ la partie spatiale.

(1) - La première intégrale $\beta_{\gamma LSJT}$ a une forme identique à celle du coefficient $\beta_{\gamma I}$ de l'équation (8). Son carré est proportionnel au facteur spectroscopique. Il mesure la parenté entre l'état du noyau $(A + 2)$ tel qu'il est formé par la réaction et l'état de ce même noyau considéré comme la juxtaposition du noyau A pris dans son état fondamental et des deux protons dans l'état $\gamma (\equiv n_1 l_1, n_2 l_2 \dots) LSJT$.

(2) - La partie spatiale de la fonction d'onde des deux protons se transforme de la façon suivante (en introduisant les coordonnées relatives $\vec{r}$ et du centre de masse $\vec{R}$ de la paire transférée) :

$$[\phi_{n_1 l_1}(\vec{r}_1) \phi_{n_2 l_2}(\vec{r}_2)]_L = \sum_{n\lambda N\Lambda} \langle n\lambda, N\Lambda ; L | n_1 l_1, n_2 l_2 ; L \rangle \times [\phi_{n\lambda}(\vec{r}) \phi_{N\Lambda}(\vec{R})]_L \quad (A-2)$$

où $[]_L$ indique le couplage vectoriel des fonctions d'onde λ et Λ sont respectivement les moments angulaires orbitaux du mouvement relatif et du centre de masse de la paire transférée tandis que n et N sont leurs nombres quantiques principaux respectifs. Les coordonnées $\vec{r}$ et $\vec{R}$ sont mieux adaptées au traitement du double transfert.

Le mouvement relatif décrit dans le noyau par $\phi_{n\lambda}(\vec{r})$ doit se recouvrir avec le mouvement de la paire dans le noyau léger à partir duquel ils sont transférés. Cette intégrale de recouvrement est notée Ω_n . Nous supposons que le mouvement relatif des deux protons dans (a) est un état s pur. En conséquence, la seule partie de l'état nucléaire qui peut avoir une contribution est celle qui correspond à un mouvement d'état s ($\lambda=0$) par rapport aux coordonnées relatives. On obtient ainsi $L=L$. Les coefficients $\langle n0, NL; L | n_1 l_1, n_2 l_2; L \rangle$ ont été tabulés par M. MOSHINSKY (10) (11) dans le cas où les fonctions d'onde $\phi_{nl}(\vec{r}_i)$ sont celles de l'oscillateur harmonique.

Si les fonctions d'onde nucléaires ont une symétrie définie par rapport à l'échange des deux particules, alors :

$$g = 1 \text{ si } n_1 l_1 j_1 = n_2 l_2 j_2$$

$$g = \sqrt{2} \text{ dans les autres cas.}$$

La relation qui relie les nombres quantiques de la paire de nucléons transférés est la suivante :

$$2(n + N) + L = 2(n_1 + n_2) + l_1 + l_2 \quad (\text{A-3})$$

Dans le cas où l'on a choisi une fonction d'onde gaussienne pour le noyau léger (relation (23)) et des fonctions de l'oscillateur harmonique pour les protons liés dans le noyau, nous obtenons :

$$\Omega_n = \int U_{n0} \left(\frac{1}{2} \nu r^2 \right) U_{10} \left(3\eta^2 r^2 \right) r^2 dr$$

$$= \frac{[(2n-1)!]^{1/2}}{2^{n-1} (n-1)!} (xy)^{3/2} (1-x)^{n-1} \quad n = 1, 2, \dots \quad (\text{A-4})$$

qui est une fonction décroissante de n.

x et y sont définis par :

$$x = 2\nu / (6\eta^2 + \nu)$$

$$y = \eta (6/\nu)^{1/2} \quad (\text{A-5})$$

□

APPENDICE B

Principe du classement des états de l'oscillateur harmonique d'après la théorie des groupes -

A) Définitions et rappel de propriétés relatives au groupe SU_3 -

Le groupe U_3 est le groupe des transformations unitaires à trois dimensions entre les quanta de l'oscillateur harmonique. Les opérateurs infinitésimaux du groupe U_3 sont notés A_{ij} avec $i, j = x, y$ ou z et les commutateurs ont pour expression :

$$[A_{ij}, A_{kl}] = \delta_{jk} A_{il} - \delta_{il} A_{kj} \quad (B-1)$$

Les représentations irréductibles du groupe U_3 sont caractérisées par une partition $(h_1 \ h_2 \ h_3)$ du nombre N de quanta d'oscillateur et représentées par un tableau d'YOUNG ⁽¹²⁾ ⁽¹³⁾ ⁽¹⁴⁾ ⁽¹⁵⁾. Pour les états à parité normale, si n représente le nombre de nucléons dans la couche $(2s, 1d)$:
 $N = 2n$.

Le groupe spécial SU_3 est le groupe U_3 particulier dont le déterminant des transformations est égal à l'unité.

On démontre que ses représentations irréductibles sont caractérisées par les deux nombres quantiques $(\lambda \mu)$ avec :

$$\begin{aligned} \lambda &= h_1 - h_2 \\ \mu &= h_2 - h_3 \end{aligned} \quad (B-2)$$

B) Classification simultanée des états selon S_A et SU_3 -

S_A est le groupe symétrique à $A!$ éléments.

On démontre que les états peuvent être classés selon deux groupes seulement si l'une des conditions suivantes est vérifiée :

(i) — Les deux groupes agissent sur des espaces fonctionnels différents.

(ii) — Un des deux groupes est un sous-groupe de l'autre.

Les groupes S_A et SU_3 obéissant à la première condition, il est possible de classer les états simultanément par rapport à S_A (dont les représentations irréductibles sont décrites dans les tableaux d'YOUNG [f]).

C) Classification des états selon SU_3 et R_3 -

R_3 est le groupe des rotations à trois dimensions. Le label de chaque représentation irréductible de R_3 est L moment angulaire orbital.

Comme R_3 est un sous-groupe de SU_3 , il est possible de classer les états selon les deux groupes.

J. P. ELLIOT (12) a déduit la règle suivante :

Pour toute représentation (λ, μ) de SU_3 , les moments angulaires orbitaux sont donnés par :

$$\begin{aligned} L &= K, K + 1, \dots, K + \bar{\lambda} & \text{si } K \neq 0 \\ &= \bar{\lambda}, \bar{\lambda} - 2, \dots, 1 \text{ ou } 0 & \text{si } K = 0 \end{aligned}$$

où les entiers K prennent une des valeurs : (B-3)

$$\begin{aligned} K &= \bar{\mu}, \bar{\mu} - 2, \dots, 1 \text{ ou } 0 \\ \text{avec } \bar{\lambda} &= \max(\lambda, \mu) \\ \bar{\mu} &= \min(\lambda, \mu) \end{aligned}$$

D) Classification des états selon SU_3 et ses sous-groupes SU_2 et U_1 -

Dans la classification conventionnelle des états qui ont une représentation (λ, μ) donnée, on choisit l'enchaînement $SU_3 \supset SU_2$ et on construit un ensemble complet d'opérateurs qui commutent $\{Q_0, \Lambda_0, \Lambda^2\}$ où :

$$\begin{aligned}
 Q_0 &= 2 A_{zz} - A_{xx} - A_{yy} \\
 \Lambda_0 &= \frac{1}{2} (A_{xx} - A_{yy}) \\
 \Lambda^2 &= \frac{1}{2} (A_{xy} A_{yx} + A_{yx} A_{xy}) + \Lambda_0
 \end{aligned}
 \tag{B-4}$$

Une base $|\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu$ est alors définie par les équations aux valeurs propres :

$$\begin{aligned}
 Q_0 |\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu &= \epsilon |\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu \\
 \Lambda_0 |\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu &= \frac{\nu}{2} |\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu \\
 \Lambda^2 |\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu &= \Lambda(\Lambda+1) |\lambda\mu\rangle \in \Lambda_\nu
 \end{aligned}
 \tag{B-5}$$

Λ est le label des représentations irréductibles du groupe SU_2 (analogue à L pour R^3 qui est isomorphe à SU_2).

ϵ caractérise les représentations irréductibles du groupe U_1

Les valeurs possibles de ϵ , Λ et ν sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= 2\lambda + \nu - 3(p + q) \\
 \Lambda &= \frac{1}{2}\mu + \frac{1}{2}(p - q) \\
 \frac{\nu}{2} &= \Lambda, \Lambda - 1, \dots, -\Lambda
 \end{aligned}
 \tag{B-6}$$

où p et q sont des nombres entiers tels que :

$$\begin{aligned}
 p &= 0, 1, \dots, \lambda \\
 q &= 0, 1, \dots, \mu
 \end{aligned}
 \tag{B-6-a}$$

L'état particulièrement important est celui de plus fort poids défini par :

$$\begin{aligned}
 \epsilon = \epsilon_H &= 2\lambda + \mu \\
 \Lambda = \Lambda_H &= \frac{1}{2}\mu \\
 \nu = \nu_H &= 2\Lambda_H = \mu
 \end{aligned}
 \tag{B-6b}$$

Les autres états de la représentation $(\lambda\mu)$ se déduisent de celui-ci par un processus récursif.

E) Forme intégrale des états de la représentation $(\lambda\mu)$ de SU_3 -

J.P. ELLIOT (12) a démontré que tout état de la représentation $(\lambda\mu)$ de SU_3 ayant un moment angulaire L peut s'exprimer comme une intégrale du type de HILL-WHEELER (16) à partir de l'état de poids maximum de la même représentation :

$$\left| (\lambda\mu)_{\alpha KLM} \right\rangle = \frac{2L+1}{a[(\lambda\mu)LK]} \int D_{MK}^L(\Omega) \left| (\lambda\mu)_{\alpha \epsilon_H \Lambda_H \nu_H} \right\rangle d\Omega \quad (B-7)$$

Ainsi ces états s'obtiennent par la projection d'un état intrinsèque $\left| (\lambda\mu)_{\alpha \epsilon_H \Lambda_H \nu_H} \right\rangle$ et sont analogues à ceux du modèle collectif (17). Ceci met en évidence les caractéristiques rotationnelles de tels états.

Dans l'expression (B-7) :

α désigne les autres nombres quantiques nécessaires à la description de l'état.

L'expression des coefficients de normalisation $a[(\lambda\mu)LK]$ est donnée dans l'article de J.P. ELLIOT (12).

K est la projection de L sur l'axe intrinsèque Oz

$D_{MK}^L(\Omega)$ est un élément de la matrice de rotation (18)

La notation pour l'intégration sur les angles d'Euler $\Omega = (\theta_1, \theta_2, \theta_3)$ a la signification suivante :

$$d\Omega = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\theta_1 \sin\theta_2 d\theta_2 d\theta_3$$

F) Introduction du spin et du spin isotopique -

La fonction d'onde complètement antisymétrique est composée d'une fonction orbitale ψ et d'une fonction spin-isospin Γ . Si la fonction ψ comporte la symétrie orbitale $[f]$, la fonction Γ aura la symétrie adjointe $[\tilde{f}]$ afin de préserver l'antisymétrisation de la fonction d'onde totale.

G) L'interaction quadrupôle-quadrupôle. Calcul des éléments de matrice -

Dans les premiers noyaux de la couche (2s-1d) : $16 \leq A \leq 24$, il semble que les propriétés rotationnelles soient bien décrites par une interaction à longue portée par rapport aux dimensions du noyau. L'interaction quadrupôle-quadrupôle (ou Q.Q.) répond à cette caractéristique.

Elle s'exprime simplement en fonction de l'opérateur de Casimir du groupe SU_3 : $\tilde{C}_2$ (de forme bilinéaire)

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} \tilde{C}_2 &= \sum_{i \neq j} A_{ij} A_{ji} + \frac{1}{6} \{ 2 A_{zz} - A_{xx} - A_{yy} \}^2 + \frac{1}{2} \{ A_{xx} - A_{yy} \}^2 \\ &= \frac{1}{6} \{ (Q \cdot Q) + 3 (\vec{L} \cdot \vec{L}) \} \end{aligned} \quad (B-8)$$

La propriété essentielle de l'opérateur de Casimir d'un groupe est son invariance par rapport au groupe.

Nous avons pour l'interaction quadrupôle-quadrupôle :

$$(Q \cdot Q) = \tilde{C}_2 - 3 \vec{L}^2 \quad (B-8a)$$

$$\langle \tilde{C}_2 \rangle_{\lambda\mu} = 4 [\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu] \quad (B-8b)$$

pour l'état de plus fort poids de la représentation $(\lambda\mu)$.

Le calcul des éléments de matrice pour différents opérateurs physiques est reporté dans l'article de J.P. ELLIOT et M. HARVEY (19).



TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I.- CADRE THEORIQUE	5
I - Mécanisme de la réaction	5
1 - Réactions de transfert d'un proton : $A(d, n)B$	5
2 - Réaction de transfert de deux protons : $A(^3\text{He}, n)B$ Expression de la section efficace différentielle (⁶)	13
3 - Règles de sélection	15
II - Interprétation spectroscopique des résultats	18
CHAPITRE II.- CADRE EXPERIMENTAL	21
I - Dispositif expérimental	21
1 - Faisceau - Cible	21
2 - Détecteurs	22
3 - Mesure du temps de vol	22
4 - Discrimination neutron - gamma	24
5 - Circuits d'aiguillage	27
6 - Détecteur protégé	28
7 - Détection des rayonnements γ	31
8 - Normalisation.....	32
9 - Etalonnage en efficacité des détecteurs à neutrons. Seuil de détection	33
10- Etalonnage en temps de l'installation . Performances.	35
II - Exploitation des résultats expérimentaux	42
1 - Détermination de l'énergie d'excitation des états nucléaires peuplés au cours de la réaction	42
2 - Détermination des sections efficaces différentielles de diffusion des neutrons associés aux réactions étudiées	43

CHAPITRE III.-	RESULTATS EXPERIMENTAUX	51
I -	Etude de la réaction $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$	51
1 -	Détermination expérimentale de l'énergie d'excitation des niveaux nucléaires du Fluor 19	52
2 -	Distributions angulaires - Mécanisme de la réaction - Dédution des renseignements spectroscopiques -	61
3 -	Interprétation théorique des résultats	74
II -	Etude de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$	83
1 -	Spectrométrie des neutrons par temps de vol	83
2 -	Distributions angulaires - Mécanisme de la réaction - Dédution des renseignements spectroscopiques -	86
3 -	Interprétation théorique des résultats	95
CONCLUSION		103
BIBLIOGRAPHIE		107
APPENDICE A		111
APPENDICE B		113

